Experimentelle Untersuchungen über die Beugung elektromagnetischer Wellen an dielektrischen und metallischen Zylindern.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der philosophischen Doktorwürde

der

hohen philosophischen Fakultät der Kgl. Universität zu Breslau

eingereicht

und mit ihrer Genehmigung veröffentlicht von

Felix Grossmann.

Sonnabend, den 7. August 1909, 12½ Uhr

im Musiksaale der Universität:

Vortrag: „Die Gesetzmässigkeiten der Spektren"

und

Promotion.

ACAD. LEOPOLDINA BIBL.

Breslau 1909

Druck von Grass, Barth & Comp. (W. Friedrich) 414

Gedruckt mit Genehmigung der hohen philosophischen Fakultät
der Kgl. Universität Breslau.

Referenten: Prof. Dr. **Lummer** und Prof. Dr. **Pringsheim.**

Termin der mündlichen Prüfung: **28. Juni 1909.**

Herrn Privatdozenten Dr. Clemens Schaefer

aus Dankbarkeit.

Einleitung.

Die allgemeine von Kirchhoff[1]) angegebene Methode zur Lösung von Beugungsproblemen ignoriert den Einfluß des Materials, aus dem die Beugungsschirme bestehen, auf die Erscheinung. Andererseits ist ein solcher Einfluß in gewissen Fällen mit Sicherheit festgestellt[2]). Für eine exakte theoretische Behandlung unter Berücksichtigung des Materialeinflusses erwiesen sich diese Fälle jedoch als unzugänglich.

Strenge Lösungen, bei welchen ein Materialeinfluß in Rechnung gezogen wird, liegen bisher nur für folgende Fälle vor: ebene, polarisierte elektromagnetische Wellen werden durch eine leitende Kugel[3]) resp. durch einen Zylinder aus beliebigem Material[4]) gebeugt. Die Lösung ergibt sich in allen diesen Fällen in Form von unendlichen Reihen, die nur dann gut konvergent sind, wenn das Verhältnis $\frac{\text{Radius}}{\text{Wellenlänge}}$ einen hinreichend kleinen Wert hat. Experimentelle Untersuchungen können aus diesem Grunde nur mit elektrischen Wellen im engeren Sinne des Wortes angestellt werden. Im Gebiete so großer Wellen bleibt jedoch für eine experimentelle Untersuchung des Materialeinflusses nur der von Schaefer behandelte Fall des dielektrischen Zylinders übrig, wie in dessen Abhandlung[5]) ausführlich auseinander gesetzt ist.

Herr Privatdozent Dr. Schaefer schlug mir daher vor, die experimentelle Untersuchung dieses Falles durchzuführen. Dieselbe erschien außerdem aus dem Grunde noch lohnend, weil dieses Beugungsproblem, wie die Theorie ergab, durch eine besondere Reichhaltigkeit im Detail vor den übrigen ausgezeichnet ist. Im Anschluß daran habe ich die analogen Versuche auch noch für metallische Zylinder ausgeführt. Mit der Zustimmung von Herrn Prof. Dr. Lummer führte ich diese Experimente im Physikalischen Institut der Königlichen Universität Breslau durch.

---

[1]) G. Kirchhoff: „Zur Theorie der Lichtstrahlen", Sitzungsb. d. Berl. Akad., p. 641—882, 1882. Vergl. hierzu F. Pockels in Winkelmanns Hdb. d. Phys. Bd. 6, p. 1032 ff.

[2]) M. Gouy, C. R. 96, 697, 1883. Ann. de Chim. Phys. (6) 8 145, 1886. — W. Wien, Wied. Ann. 28, p. 117, 1886. — Dubois, Wied. Ann. 46, p. 542, 1892. — Dubois und Rubens, Wied. Ann. 49, 593, 1893.

[3]) G. Mie, Ann. d. Phys. 25, p. 377, 1908.

[4]) W. v. Ignatowsky, Ann. d. Phys. 18, p. 495—523, 1905. — W. Seitz, Ann. d. Phys. 16, p. 746—772, 1905; desgl. 19, p. 554, 1906. — Cl. Schaefer, Sitzungsber. der Berl. Akad. 1909, XI, p. 326 u. ff.; Phys. Ztschr. 10, p. 261 u. ff., 1909.

[5]) Schaefer l. c.

Theoretischer Teil.

I. Allgemeines.

Ebene elektrische Wellen fallen auf einen unendlich langen Zylinder aus beliebigem Material.

Die Achse des Zylinders falle mit der z-Achse zusammen (Fig. 1). Parallel der x-Achse komme in Richtung der abnehmenden x ein ebener Wellenzug, wobei die elektrische Kraft parallel der z-Achse gerichtet sei[1]). Führen wir Zylinderkoordinaten ein (r, φ, z), so daß $x = r \cdot \cos \varphi$, $y = r \cdot \sin \varphi$, $z = z$ ist, so sei Winkel φ gerechnet in Richtung von der positiven x-Achse zur positiven y-Achse. Der Radius des Zylinders sei ρ, seine Dielektrizitätskonstante ε, seine Leitfähigkeit σ, die Permeabilität μ. Es werde dann im folgenden die elektrische Kraft im Außenraum (Vacuum) betrachtet.

Dieselbe resultiert aus der einfallenden und der durch den Zylinder hervorgerufenen „Störungswelle", welche sich der ebenen Welle überlagert und in großer Entfernung vom Zylinder unmerklich wird.

Wir führen die Abkürzungen ein:

(1.) für den Außenraum des Zylinders: $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda}$,

für den Innenraum des dielektrischen Zyl.: $k_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sqrt{\varepsilon}$

für den Innenraum des metallischen Zyl.: $k'_2 = \sqrt{-\frac{4\pi\sigma\mu}{c \cdot i}} \cdot \frac{2\pi}{\lambda}$

Außerdem:

$$p_1 = k_1 r, \qquad \pi_1 = k_1 \rho,$$
$$p_2 = k_2 r, \qquad \pi_2 = k_2 \rho,$$
$$p'_2 = k'_2 r, \qquad \pi'_2 = k'_2 \rho.$$

Man erhält für die elektrische Kraft im Außenraum[2]):

(2.) $$\mathfrak{E}_1 = e^{i(nt + p_1 \cos \varphi)} + e^{int} \cdot \Sigma a_m Q_m (p_1) \cdot \cos m\varphi$$

Die Konstanten a_m sind dargestellt:

für den dielektrischen Zylinder durch:

(2a.) $$\frac{2i^m}{a_m} = \frac{\frac{k_1}{k_2} \cdot K'_m(\pi_1) - \frac{J'_m(\pi_2)}{J_m(\pi_2)} \cdot K_m(\pi_1)}{J_m(\pi_1) \cdot \frac{J'_m(\pi_2)}{J_m(\pi_2)} - \frac{k_1}{k_2} \cdot J'_m(\pi_1)} + \frac{i\pi}{2},$$

für den Metallzylinder durch dieselbe Formel, wenn nur π_2 durch π'_2, k_2 durch k'_2 ersetzt wird;

---

[1]) Dieser Fall ist der experimentell interessanteste und wichtigste.

[2]) Ignatowsky, Seitz, Schaefer l. c.

für unendliche Leitfähigkeit vereinfacht sich (2a) zu:

$$\frac{2i^m}{a_m} = -\frac{K_m(\pi_1)}{J_m(\pi_1)} + \frac{i\pi}{2}, \tag{2b.}$$

wobei für den Wert $m = 0$ der Faktor 2 auf der linken Seite in (2a) und (2b) zu unterdrücken ist. J_m und K_m sind die Besselschen Funktionen erster und zweiter Art[1]) und $Q_m = K_m - \frac{i\pi}{2} J_m$.

Durch das Experiment messen wir den zeitlichen Mittelwert von $\mathfrak{E}^2$; bringen wir demgemäß Gl. (2) auf die Form

$$\mathfrak{E} = A \cdot \cos nt + B \sin nt, \tag{3.}$$

so ist der zeitliche Mittelwert von $\mathfrak{E}^2 \equiv \overline{\mathfrak{E}^2}$:

$$\overline{\mathfrak{E}^2} = \frac{A^2 + B^2}{2}. \tag{4.}$$

Für den Fall freier Strahlung erhalten wir:

$$\overline{\mathfrak{E}^2} = \tfrac{1}{2}. \tag{5.}$$

Zur Diskussion[2]) von Gl. (2) führt man zweckmäßig die asymptotischen Darstellungen für die Besselschen Funktionen ein; es ist für großes p_1:

$$Q_m(p_1) = i^m \cdot Q_0(p_1); \tag{6.}$$

$$Q_0(p_1) = -i \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2p_1}} \cdot e^{i\left(\frac{\pi}{4} - p_1\right)}.$$

Wir setzen außerdem:

$$\psi = p_1 \cdot \cos\varphi, \tag{6a.}$$

$$a_m = \alpha_m + i\beta_m,$$

$$\xi = \frac{\pi}{4} - p_1.$$

Wir bekommen daher:

$$\mathfrak{E}_1 = e^{i(nt+\psi)} + e^{int} \cdot \sum_m^{0,\infty} i^m (\alpha_m + i\beta_m) \cdot Q_0(p_1) \cdot \cos m\varphi \tag{7.}$$

oder, wenn wir den Ausdruck unter dem Summenzeichen nach geraden und ungeraden m ordnen

$$\mathfrak{E}_1 = e^{i(nt+\psi)} + e^{i(nt+\xi)} \cdot \left(-i \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}\right) \cdot (A_\varphi + B_\varphi \cdot i). \tag{7a.}$$

worin zur Abkürzung gesetzt ist

$$A_\varphi = \sum_s^{0,\infty} \left\{ i^{2s} \cdot \alpha_{2s} \cdot \cos(2s\varphi) + i^{2s+2} \cdot \beta_{2s+1} \cdot \cos(2s+1)\varphi \right\}; \tag{7b.}$$

$$B_\varphi = \sum_s^{0,\infty} \left\{ i^{2s} \cdot \beta_{2s} \cdot \cos(2s\varphi) + i^{2s} \cdot \alpha_{2s+1} \cdot \cos(2s+1)\varphi \right\}. \tag{7c.}$$

---

[1]) Tabellen für J_0 und J_1 in Gray and Matthews, p. 247 ff., 1895. — Tabellen für K_0 und K_1 bei B. A. Smith, Phil. Mag. (5) 45, p. 122, 1898, mitgeteilt in einer Arbeit von J. H. Michell. — Recursionsformeln für J_m und K_m in Gray and Matthews, p. 13, Gl. 16—20.

[2]) Cl. Schaefer l. c.

Beschränken wir uns auf die reellen Bestandteile, ordnen die Gleichung nach der Form (3) und berechnen den Mittelwert nach (4), so erhalten wir:

$$(8.)\quad \overline{\mathfrak{E}^2} = \tfrac{1}{2}\left[1 + \frac{\pi}{2p_1}\cdot(A_\varphi{}^2 + B_\varphi{}^2) + 2\cdot\sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}\cdot A_\varphi\cdot\sin(\xi-\psi)\right.$$
$$\left. + 2\cdot\sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}\cdot B_\varphi\cdot\cos(\xi-\psi)\right.$$

Durch Gl. (8) ist es möglich, die durch einen Zylinder von beliebigem Material hervorgerufene Störung in jedem Punkte seiner Umgebung, d. h. für beliebiges φ und r[1]) (Fig. 1) zu ermitteln.

Wir greifen für die Untersuchung die drei speziellen, besonders interessanten Fälle $\varphi = 0$, $\varphi = \pi$ und $\varphi = \frac{\pi}{2}$ heraus.

α) $\varphi = 0$. Wir erhalten nach (8):

$$(8a.)\quad \overline{\mathfrak{E}^2} = \tfrac{1}{2}\left[1 + \frac{\pi}{2p_1}\cdot(A_0{}^2 + B_0{}^2) + 2\cdot\sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}\cdot A_0\cdot\sin\left(\frac{\pi}{4}-2p_1\right)\right.$$
$$\left. + 2\cdot\sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}\cdot B_0\cos\cdot\left(\frac{\pi}{4}-2p_1\right)\right.,$$

worin nach (7b)

$$A_0 = \sum_s^{0,\infty}\left\{i^{2s}\cdot\alpha_{2s} + i^{2s+2}\cdot\beta_{2s+1}\right\}$$

$$B_0 = \sum_s^{0,\infty}\left\{i^{2s}\cdot\beta_{2s} + i^{2s}\cdot\alpha_{2s+1}\right\}$$

ist.

β) $\varphi = \pi$. Es wird:

$$(8b.)\quad \overline{\mathfrak{E}^2} = \tfrac{1}{2}\left[1 + \frac{\pi}{2p_1}\cdot(A_\pi{}^2 + B_\pi{}^2) + \sqrt{\frac{\pi}{p_1}}\cdot(A_\pi + B_\pi)\right],$$

worin

$$A_\pi = \sum_{s=0}^{0,\infty}(i^{2s}\cdot\alpha^{2s} - i^{2s+2}\cdot\beta_{2s+1})$$

$$B_\pi = \sum_s^{0,\infty}(i^{2s}\cdot\beta_{2s} - i^{2s}\cdot\alpha_{2s+1})$$

ist.

---

[1]) Nur muß natürlich r so groß sein, daß die asymptotischen Darstellungen anwendbar sind.

$\gamma)$ $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Es ergibt sich

$$(8c.)\quad \overline{\mathfrak{E}^2} = \tfrac{1}{2}\left[1 + \frac{\pi}{2p_1}\cdot\left(A_{\frac{\pi}{2}}^{\,2} + B_{\frac{\pi}{2}}^{\,2}\right) + 2\cdot\sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}\cdot A_{\frac{\pi}{2}}\cdot\sin\left(\frac{\pi}{4} - p_1\right) + 2\cdot\sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}\cdot B_{\frac{\pi}{2}}\cdot\cos\left(\frac{\pi}{4} - p_1\right)\right],$$

worin

$$A_{\frac{\pi}{2}} = \sum_{s}^{0,\infty} i^{4s}\cdot\alpha_{2s},$$

$$B_{\frac{\pi}{2}} = \sum_{s}^{0,\infty} i^{4s}\cdot\beta_{2s}$$

ist.

II. Diskussion der Gleichungen 8a), 8b), 8c).

a) Dielektrischer Zylinder.

Wir betrachten Gl. (2a) unter Heranziehung der Gleichungen (1) und erkennen, daß die Koeffizienten a_m dieselben bleiben, wenn Zylinderradius und Wellenlänge in gleichem Verhältnis geändert werden; daraus folgt der von Schaefer[1]) ausgesprochene Ähnlichkeitssatz.

Die Folgerungen aus demselben für die Erscheinungen des hier behandelten Problems seien in dem Folgenden im Anschluß an Schaefer[1]) kurz wiedergegeben.

$\alpha)$ $\varphi = 0$. Wir setzen:

$$A_0 = C_0\cdot\cos\pi\chi,\quad B_0 = C_0\cdot\sin\pi\chi,$$

und erhalten

$$(9.)\qquad \overline{\mathfrak{E}^2} = \tfrac{1}{2}\left[1 + \frac{C_0^2\lambda}{4r} - C_0\cdot\sqrt{\frac{\lambda}{r}}\cdot\sin\left(\frac{4\pi r}{\lambda} - \frac{\pi}{4} - \pi\chi\right)\right].$$

Wir erkennen folgendes:

1. Vor dem Zylinder bilden sich stehende Wellen (Interferenzen) aus, deren Intensität mit wachsender Entfernung r von dem Zylinder abnimmt.
2. Maxima und Minima der Interferenzen erhält man in allen Punkten von der Entfernung $r = n\cdot\frac{\lambda}{4} + 3\cdot\frac{\lambda}{16} + \frac{\lambda}{4}\cdot\chi$. Sie liegen um $\frac{\lambda}{4}$ auseinander.

---

[1]) Schaefer l. c.

3. Die Lage der Maxima und Minima hängt von den Werten der Dielektrizitätskonstanten ε und dem Verhältnis $\frac{\rho}{\lambda}$ in der Weise ab, daß die Interferenzstreifen sich verschieben, wenn man eine der beiden Größen ε und $\frac{\rho}{\lambda}$ konstant hält und die andere variiert. In der Abhängigkeit von ε dokumentiert sich der Materialeinfluß.
4. Die Intensitäten der Interferenzstreifen sind von denselben Größen abhängig.
5. Die Intensitäten der Maxima und Minima der Interferenzen liegen unsymmetrisch zur Linie der freien Intensität.

In Fig. 2 habe ich für den Fall, daß man ε konstant hält und das Verhältnis $\frac{\rho}{\lambda}$ ändert, und zwar für $\varepsilon = 81, \lambda = 24\,\text{cm}$, $\rho_1 = 0{,}15\,\text{cm}$, $\rho_2 = 0{,}34$ cm, $\rho_3 = 1{,}21$ cm die Interferenzen berechnet. Die oben beschriebenen Erscheinungen treten in der Zeichnung deutlich hervor. Ich habe diesen Fall auch praktisch realisiert und komme bei Beschreibung meiner Versuche noch einmal darauf zurück.

Die Verschiebung der Interferenzen bei konstantem ρ und λ und variablem ε ist recht gering. Sie beträgt beispielsweise für $\rho = 1{,}21$ cm, $\lambda = 24$ cm, von $\varepsilon = 25$ zu $\varepsilon = 81$ nur 0,22 cm (Fig. 3).

β) $\varphi = \pi$.[1]) Wir erhalten nach (8)

$$(10.) \qquad \overline{\mathfrak{E}^2} = \tfrac{1}{2} \cdot \left[1 + \frac{\lambda}{4r} \cdot (A_\pi{}^2 + B_\pi{}^2) + \sqrt{\frac{\lambda}{2r}} \cdot (A_\pi + B_\pi)\right].$$

Man erkennt sofort, daß hinter dem Zylinder keine Interferenzstreifen zustande kommen. Vielmehr ergibt die Diskussion von (10) drei verschiedene Fälle.

I. $\sqrt{\frac{\lambda}{2r}} \cdot (A_\pi + B_\pi)$ ist positiv. Durch das Einführen des Zylinders in den Strahlengang wird eine Verstärkung der Strahlung erzeugt, die sich mit wachsendem r dem Werte Null nähert. (Nach Schaefer als Typ. I bezeichnet.)

II. $\sqrt{\frac{\lambda}{2r}} \cdot (A_\pi + B_\pi)$ ist negativ und sein absoluter Betrag ist für $\rho \leqq r \leqq \infty$ größer als $\frac{\lambda}{4r} \cdot (A_\pi{}^2 + B_\pi{}^2)$. Hinter dem Zylinder entsteht jetzt eine Schwächung der Strahlung („Schatten"). Dieselbe nimmt zuerst zu bis

---

[1]) Schaefer l. c.

zu dem Werte $r_{min} = \left(\frac{\lambda}{2} \cdot \frac{A_\pi^2 + B_\pi^2}{A_\pi + B_\pi}\right)^2$. Von hier an nimmt sie allmählich ab und nähert sich mit wachsendem r dem Werte Null (Typus II).

III. $\sqrt{\frac{\lambda}{2r}} \cdot (A_\pi + B_\pi)$ ist negativ und sein absoluter Betrag ist für alle Werte $\rho \leqq r \leqq r_0$ kleiner als $\frac{\lambda}{4r} \cdot (A_\pi^2 + B_\pi^2)$. Der Punkt r_0 wird als Indifferenzpunkt bezeichnet (1).

Wir erkennen dann (Typ. III als Übergang von Typ. I zu II)

1. für $r < r_0$ haben wir eine Verstärkung der Strahlung,
2. für $r = r_0$ herrscht die ursprüngliche Intensität,
3. für $r > r_0$ tritt ein Schatten auf.

Fig. 4 und Fig. 5 stellen graphisch die für den oben erörterten Fall $\varphi = \pi$ auftretenden Erscheinungen dar:

In Fig. 4 sind für $\lambda = 58$ cm, $\varepsilon = 81$, in Fig. 5 für $\lambda = 24$ cm, $\varepsilon = 81$ die Intensitätskurven hinter dem Zylinder in der Weise gezeichnet, daß die Ordinaten die Werte von $\overline{\mathfrak{E}^2}$ in Prozenten der freien Strahlung und als Abszissen die Werte von r, d. h. die Entfernungen von der Achse des Zylinders aufgetragen sind.

Wir finden dann:

1. Den Typ. I besitzt in Fig. 5 die Kurve für $\rho = 0{,}15$ cm, in Fig. 4 die Kurve für $\rho = 0{,}15$ cm, 0,30 cm, 0,34 cm, 0,44 cm, 0,55 cm und zwar steigt die Verstärkung in der angegebenen Reihenfolge, die Kurve für $\rho = 0{,}70$ cm gehört ebenfalls dem I. Typ. an, jedoch liegt sie unterhalb derjenigen für $\rho = 0{,}55$ cm. Die Verstärkung passiert also bei wachsendem $\frac{\rho}{\lambda}$ ein Maximum.
2. Dem Typ. II gehören in Fig. 5 die Kurven für $\rho = 0{,}34$ cm, $\rho = 0{,}44$ cm und $\rho = 1{,}21$ cm, in Fig. 4 für $\rho = 0{,}78$ cm, 0,82 cm, 0,98 cm und 1,21 cm an. Die Kurven der Fig. 5 besitzen in den gezeichneten Intervallen für $r = 10$ cm bis $r = 100$ cm kein Minimum. Diejenigen von Fig. 4 lassen dasselbe für $\rho = 0{,}78$ cm und $\rho = 0{,}82$ cm deutlich erkennen. Es verschiebt sich nach immer kleineren Werten von r und ist für $\rho = 0{,}98$ cm und 1,21 cm gar nicht mehr sichtbar.
3. Dem Typ. III entspricht in Fig. 5 die Kurve $\rho = 0{,}30$ cm, in Fig. 4 die Kurve $\rho = 0{,}72$ cm.

Eine Erörterung der Gleichung (30) von einem andern Gesichtspunkt aus ergibt ebenfalls sehr interessante Resultate[1]). Wir betrachten jetzt den Verlauf der Energie für den Fall, daß wir r und λ konstant halten, dagegen den Drahtradius ρ variieren.

---

[1]) Schaefer, l. c.

Ich habe durch Rechnung sowohl wie durch Versuche den Verlauf der Störung für diesen Fall festgestellt und die Resultate in den Kurven der Fig. 6 niedergelegt.

In derselben ist auf der Abszissenachse der Drahtradius ρ von 0 bis 1,5 cm, auf der Ordinatenachse $\overline{\mathfrak{E}^2}$ in Prozenten der freien Strahlung für die Stelle $r = 10$ cm hinter dem Zylinder aufgetragen. Die einzelnen Kurven sind berechnet für die Werte $\lambda = 22$ cm, 23 cm, 24 cm, 30 cm, 52 cm, 56 cm, 58 cm. Auf eine Erklärung der gemessenen Kurven (punktiert gezeichnet) und deren Vergleich mit den berechneten komme ich später zurück.

Die berechneten Kurven ergeben folgendes: Zunächst tragen sie alle den gleichen Charakter. Es ist dies eine Folge des oben ausgesprochenen Ähnlichkeitssatzes.

Untersuchen wir den Verlauf der Kurve, so finden wir, daß sich für kleine Werte von ρ eine Verstärkung zeigt (Punkte der Kurven vom Typ. I), die, wie schon oben bemerkt, durch ein Maximum hindurchgeht und für ein bestimmtes ρ und $r = r_0 = 10$ cm zu Null wird (Typ. I und III). An dieser Stelle ρ passieren unsere Kurven die Linie der „freien" Intensität ($\overline{\mathfrak{E}^2} = 100\,\%$) und fallen dann rapide ab (Typ. III oder II).

Von jetzt ab nehmen die Kurven insofern einen interessanten Verlauf, als sie periodisch an ganz bestimmten Stellen auf- und absteigen.[1]) Bei den kleinsten in Fig. 6 gezeichneten Wellenlängen sind sie deutlich erkennbar: bei den großen Wellenlängen treten sie infolge des Ähnlichkeitssatzes erst bei sehr großen Werten von ρ auf, die die Zeichnung nicht mehr enthält.

Zum Vergleich der bei der Berechnung der oben beschriebenen Kurven auftretenden Größen untereinander habe ich für $\lambda = 24$ cm und 58 cm Tabelle I und II beigefügt. Aus derselben läßt sich gleichzeitig auch erkennen, welchem der drei vorgenannten Typen die einzelnen Punkte für verschiedenes $\frac{\rho}{\lambda}$ angehören.

$\gamma)$ $\varphi = +\frac{\pi}{2}$.[2]) Derselbe wird dargestellt durch die Gleichung

11.
$$\overline{\mathfrak{E}^2} = \tfrac{1}{2}\left[1 + \frac{C_{\frac{\pi}{2}} \cdot \lambda}{4r} - C_{\frac{\pi}{2}} \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{r}} \cdot \sin\left(\frac{2\pi r}{\lambda} - \frac{\pi}{4} - \pi \cdot \chi\right)\right].$$

[1]) Wie mir Herr Dr. Schaefer nachträglich mitteilt, ist es ihm inzwischen gelungen, zu beweisen, daß diese periodischen Schwankungen mit den Wurzeln der Gl. $\frac{k_1}{k_2} K'_m(\pi_1) - \frac{J'_m(\pi_2)}{J_m(\pi_2)} K_m(\pi_1) = 0$ in Zusammenhang stehen, welche die Eigenschwingungen des Zylinders definieren.

[2]) Dieser Fall ist bei Schaefer nicht explicite behandelt.

Eine Diskussion von (11) ergibt gleiche Resultate wie für (9). Eine Abweichung findet sich nur insofern, als die Maxima und Minima der Interferenzstreifen für alle Punkte von der Entfernung $r = \frac{\lambda}{2} \cdot (2n + 1) + \frac{\lambda}{2} \cdot \chi$ auftreten, mithin um $\frac{\lambda}{2}$ auseinander liegen. Die durch schwarze Punkte gekennzeichnete Kurve in Fig. 7 ist für $\rho = 1{,}21$ cm und $\lambda = 24$ cm berechnet. Auf die durch Kreise markierte gemessene Kurve komme ich später zurück.

b) Metallzylinder.

Die Koeffizienten a_m sind, da im Gebiete der elektrischen Wellen die Leitfähigkeit als unendlich groß angenommen werden darf, jetzt nach 2b) nur durch das Verhältnis $\frac{\rho}{\lambda}$ beeinflußt. Ein Materialeinfluß ist infolgedessen nicht mehr vorhanden.

α.) $\varphi = 0$. Wir begegnen den gleichen Verhältnissen wie vor dem dielektrischen Zylinder. Eine Verschiebung der Interferenzstreifen tritt nur bei sich änderndem ρ/λ auf (Fig. 8).

β) $\varphi = \pi$. Die numerische Berechnung ergab für $\lambda = 24$ cm resp. 58 cm und $\rho = 0{,}05$ cm, 0,5 cm und 1,0 cm Kurven vom Typ. II (punktierte Kurven in Fig. 9 und 10).

Diesen Fall habe ich ähnlich wie bei dem dielektrischen Zylinder für festgehaltenes $r = 10$ cm, $\lambda = 24$ und 58 cm und variables ρ berechnet und gezeichnet (Fig. 11); dazu gehören die Tab. 3 und 4.

Es tritt schon bei dem kleinsten $\frac{\rho}{\lambda}$ die Schirmwirkung auf. Sie nimmt dauernd zu in dem Gebiet, das sich für die rechnerische Untersuchung noch als geeignet erwies, etwa bis zu $\frac{\rho}{\lambda} =$ ca. 0,14. Periodische Schwankungen finden sich in dem berechneten Intervalle nicht.

Zu bemerken ist noch, daß in den Kurven von Fig. 9 und 10, welche die Schirmwirkung für veränderliches r charakterisieren, das bei dem dielektrischen Zylinder in den Kurven von Typ. II auftretende Minimum fehlt.

γ) $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Es gelten dieselben Betrachtungen wie für $\varphi = 0$, nur mit dem Unterschiede, daß die Maxima und Minima um $\frac{\lambda}{2}$ von einander entfernt sind.

C. Experimenteller Teil.

I. Einleitende Übersicht.

Die Theorie über die in dieser Arbeit zu prüfenden Vorgänge ist nur für den Fall entwickelt, daß der Raum, in welchen ein Zylinder hineingebracht wird, von ebenen, geradlinig polarisierten elektrischen Wellen bestrichen ist.

Die Theorie beschränkt sich ferner auf die Untersuchung des Spezialfalles, daß der elektrische Vektor parallel zur Zylinderachse orientiert ist.

Es handelt sich dann (Theor. Teil I) um die Ermittelung der Vorgänge

1. vom Oscillator aus betrachtet hinter dem Zylinder ($\varphi = \pi$), also für die Punkte auf der negativen x-Achse;
2. vor dem Zylinder ($\varphi = 0$), also für die Punkte auf der positiven x-Achse;
3. senkrecht über dem Zylinder $\left(\varphi = +\frac{\pi}{2}\right)$, also für die Punkte auf der positiven y-Achse.

Der Fall $\varphi = -\frac{\pi}{2}$ kommt als symmetrisch zu $\varphi = +\frac{\pi}{2}$ nicht gesondert in Betracht.

Da weiterhin die Störung gemäß der Theorie von den Eigenschaften der Zylinder selbst abhängen soll, so mußte sich die Untersuchung auf verschiedene Materialien erstrecken, und zwar sowohl auf dielektrische als auch metallische.

Als Parameter treten sodann noch auf die Wellenlänge λ, der Zylinderradius ρ und die Entfernung r von der Zylinderachse.

Die Energie wurde daher gemessen bei mehreren Wellenlängen λ für verschieden starke Zylinder (d. h. für variables ρ) und in wachsender Entfernung r von der Achse des Zylinders.

Als besonders wichtig wurde der Fall $\varphi = \pi$ behandelt und für ihn sind daher die meisten Experimente angestellt worden.

II. Versuchsanordnung und Methode.

1. Induktorium.

Nach vielen Vorversuchen fand ich ein kleines Induktorium von Keiser und Schmidt von 15 cm Länge am geeignetsten, um bei den

Wasser, $\varphi = \pi$.

Tabelle I.

$r = 10\,cm$, $\lambda = 22\,cm$.

ϱ/λ,	ϱ,	π_1,	π_2	$J_0(\pi_1)$,	$J_0'(\pi_1)$,	$J_0(\pi_2)$,	$J_0'(\pi_2)$,	$\frac{\lambda}{4\pi}(\mathfrak{A}_\pi^2+\mathfrak{B}_\pi^2)$,	$\sqrt{\frac{\lambda}{2r}}\cdot(\mathfrak{A}_\pi+\mathfrak{B}_\pi)$,	$\mathfrak{E}^2$.
0,00818	0,180	0,051	0,463	+0,99935	−0,02549	+0,94712	−0,22535	+0,0137	+0,1195	113,20%
0,00863	0,190	0,054	0,488	+0,99926	−0,02714	+0,94125	−0,23699	+0,0179	+0,1370	114,60 „
0,00909	0,200	0,057	0,514	+0,99918	−0,02849	+0,93503	−0,24860	+0,0242	+0,1552	115,94 „
0,01136	0,250	0,071	0,643	+0,99874	−0,03548	+0,89927	−0,30517	+0,0894	+0,0594	114,88 „
0,01182	0,260	0,074	0,668	+0,99863	−0,03697	+0,89151	−0,31571	+0,1091	+0,0069	111,60 „
0,01227	0,270	0,077	0,694	+0,99851	−0,03847	+0,88316	−0,32652	+0,1327	−0,0698	106,29 „
0,01273	0,280	0,080	0,710	+0,99840	−0,03997	+0,87789	−0,33309	+0,1518	−0,1433	100,85 „
0,01364	0,300	0,086	0,771	+0,99815	−0,04296	+0,85682	−0,35765	+0,1958	−0,3685	82,73 „
0,01545	0,340	0,097	0,874	+0,99764	−0,04844	+0,81795	−0,39658	+0,2228	−0,6850	53,78 „
0,01668	0,367	0,105	0,942	+0,99724	−0,05243	+0,79016	−0,42065	+0,2128	−0,7764	43,60 „
0,01832	0,403	0,115	1,037	+0,99669	−0,05740	+0,74869	−0,45188	+0,1905	−0,8044	38,60 „
0,02082	0,458	0,131	1,178	+0,99571	−0,06536	+0,68203	−0,49257	+0,1635	−0,7849	37,90 „
0,02327	0,512	0,146	1,316	+0,99467	−0,07281	+0,61171	−0,52547	+0,1446	−0,7494	39,52 „
0,02705	0,595	0,170	1,530	+0,99279	−0,08469	+0,49503	−0,56195	+0,1284	−0,7115	41,69 „
0,03024	0,665	0,190	1,710	+0,99000	−0,09457	+0,39320	−0,57833	+0,1190	−0,6854	43,36 „
0,03341	0,735	0,210	1,890	+0,98901	−0,10442	+0,28663	−0,58138	+0,1089	−0,6527	45,62 „
0,03661	0,805	0,230	2,070	+0,98682	−0,11424	+0,18370	−0,57124	+0,0953	−0,5953	50,00 „
0,03820	0,840	0,240	2,160	+0,98565	−0,11914	+0,13271	−0,56135	+0,0855	−0,5375	55,10 „
0,04033	0,887	0,253	2,281	+0,98401	−0,12568	+0,06583	−0,54321	+0,1750	−0,4235	75,15 „
0,04106	0,903	0,258	2,322	+0,98342	−0,12793	+0,04371	−0,53584	+0,5113	−0,6164	89,69 „
0,04138	0,910	0,260	2,340	+0,98317	−0,12890	+0,03409	−0,53242	+0,8843	−1,0185	86,58 „
0,04170	0,917	0,262	2,358	+0,98291	−0,12988	+0,02454	−0,52888	+1,4005	−1,7346	66,59 „
0,04218	0,928	0,265	2,385	+0,98251	−0,13134	+0,01034	−0,52336	+1,4498	−2,3116	13,82 „
0,04244	0,934	0,267	2,400	+0,98229	−0,13217	+0,00251	−0,52010	+1,1859	−2,1684	1,75 „
0,04251	0,935	0,268	2,404	+0,98224		0,00000		+1,1050	−2,0998	0,52 „
0,04281	0,942	0,269	2,421	+0,98199	−0,13329	−0,00837	−0,51606	+0,8765	−1,8699	0,66 „
0,04297	0,945	0,270	2,430	+0,98186	−0,13377	−0,01300	−0,51361	+0,7825	−1,7622	2,03 „
0,04456	0,980	0,280	2,520	+0,98050	−0,13863	−0,05828	−0,49209	+0,3871	−1,2228	16,43 „
0,04616	1,015	0,290	2,610	+0,97909	−0,14348	−0,10150	−0,46802	+0,2903	−1,0607	22,96 „
0,05042	1,109	0,317	2,851	+0,97503	−0,15652	−0,20549	−0,39250	+0,2190	−0,9262	29,28 „
0,05570	1,226	0,350	3,150	+0,96961	−0,17233	−0,30662	−0,28129	+0,1972	−0,8781	31,91 „
0,05889	1,296	0,370	3,330	+0,96607	−0,18185	−0,35073	−0,20830	+0,1855	−0,8481	33,74 „
0,06207	1,366	0,390	3,510	+0,96233	−0,19132	−0,38148	−0,13318	+0,1664	−0,7929	37,35 „
0,06525	1,436	0,410	3,690	+0,95841	−0,20072	−0,39867	−0,05798	+0,1196	−0,6394	48,02 „
0,06565	1,444	0,413	3,713	+0,95790	−0,20189	−0,39987	−0,04867	+0,1108	−0,6064	50,44 „
0,06685	1,471	0,420	3,780	+0,95638	−0,20540	−0,40222	−0,02096	+0,0690	−0,4473	62,17 „
0,06773	1,490	0,426	3,830	+0,95522	−0,20802	−0,40276	−0,00069	+0,0313	−0,2794	75,19 „
0,06844	1,506	0,430	3,870	+0,95431	−0,21007	−0,40287	+0,01534	+0,0062	−0,1338	87,24 „

Die Werte $J_0(\pi_1)$ und $J_0'(\pi_1)$ nehmen von $\pi_1 = 0$ bis $\pi_1 = 0{,}43$ dauernd ab, ohne in diesem Bereich negativ zu werden.

Wasser, $\varphi = \pi$.

Tabelle II.

$r = 10\,cm$, $\lambda = 58\,cm$.

ϱ/λ,	ϱ,	π_1,	π_2.	$J_0(\pi_1)$,	$J_0'(\pi_1)$,	$J_0(\pi_2)$,	$J_0'(\pi_2)$,	$\frac{\lambda}{4\pi}\cdot(\mathfrak{A}_\pi^2+\mathfrak{B}_\pi^2)$,	$\sqrt{\frac{\lambda}{2r}}\cdot(\mathfrak{A}_\pi+\mathfrak{B}_\pi)$,	$\mathfrak{E}^2$.
0,0026	0,150	0,016	0,146	+0,99993	−0,00800	+0,99467	−0,07281	+0,0001	+0,0163	101,64%
0,0052	0,300	0,032	0,293	+0,99973	−0,01625	+0,97872	−0,14469	+0,0004	+0,0771	102,75 „
0,0059	0,340	0,037	0,332	+0,99965	−0,01850	+0,97271	−0,16348	+0,0064	+0,1005	110,69 „
0,0076	0,440	0,048	0,429	+0,99942	−0,02399	+0,95451	−0,20960	+0,0240	+0,1703	119,43 „
0,0095	0,550	0,060	0,536	+0,99911	−0,02979	+0,92945	−0,25849	+0,0832	+0,2245	130,77 „
0,0098	0,570	0,062	0,555	+0,99904	−0,03099	+0,92446	−0,26695	+0,0962	+0,2246	132,08 „
0,0109	0,630	0,068	0,615	+0,99884	−0,03398	+0,90715	−0,29319	+0,1823	+0,1651	134,74 „
0,0114	0,659	0,071	0,643	+0,99874	−0,03548	+0,89927	−0,30517	+0,2357	+0,0965	133,22 „
0,0116	0,673	0,073	0,656	+0,99866	−0,03648	+0,89527	−0,31067	+0,2651	+0,0504	131,55 „
0,0121	0,700	0,076	0,683	+0,99855	−0,03800	+0,88689	−0,32176	+0,3249	−0,0603	126,46 „
0,0123	0,725	0,079	0,707	+0,99844	−0,03947	+0,87888	−0,33187	+0,3866	−0,1989	118,77 „
0,0128	0,740	0,080	0,710	+0,99840	−0,03997	+0,87789	−0,33309	+0,4000	−0,2326	116,74 „
0,0135	0,781	0,085	0,761	+0,99820	−0,04226	+0,86037	−0,35360	+0,4973	−0,5262	97,11 „
0,0142	0,825	0,089	0,801	+0,99802	−0,04446	+0,84592	−0,36923	+0,5556	−0,7799	77,57 „
0,0155	0,896	0,097	0,874	+0,99764	−0,04844	+0,81795	−0,39658	+0,5872	−1,1122	47,50 „
0,0167	0,967	0,105	0,942	+0,99724	−0,05243	+0,79016	−0,42065	+0,5610	−1,2606	30,04 „
0,0169	0,980	0,106	0,956	+0,99719	−0,05293	+0,78424	−0,42543	+0,5536	−1,2747	27,89 „
0,0171	1,015	0,110	0,990	+0,99698	−0,05492	+0,76958	−0,43678	+0,5398	−1,2922	23,40 „
0,0183	1,063	0,115	1,037	+0,99669	−0,05740	+0,74869	−0,45188	+0,5022	−1,3062	19,60 „
0,0209	1,210	0,131	1,180	+0,99571	−0,06536	+0,68105	−0,49310	+0,4334	−1,2803	15,31 „
0,0216	1,253	0,136	1,222	+0,99550	−0,06784	+0,66009	−0,50383	+0,4106	−1,2588	15,18 „
0,0233	1,347	0,146	1,316	+0,99467	−0,07281	+0,61171	−0,52547	+0,3813	−1,2168	16,45 „
0,0255	1,477	0,160	1,440	+0,99361	−0,07974	+0,54504	−0,54880	+0,3538	−1,1789	17,49 „

Metall, $\varphi = \pi$. **Tabelle II.** $r = 10$ cm, $\lambda = 24$ cm.

ϱ/λ,	ϱ,	π,	$J_0(\pi_1)$,	$K_0(\pi_1)$,	$\frac{1}{4\pi}\cdot(A_\pi^2+2B_\pi^2)$,	$\sqrt{\frac{\pi}{2r}}\cdot(A_\pi+2B_\pi)$,	$\bar{\mathfrak{E}}^2$.
0,0021	0,050	0,013	+0,99995	+4,51280	+0,0263	−0,2919	73,44%
0,0042	0,100	0,026	+0,99983	+3,78386	+0,0359	−0,3501	68,58 „
0,0063	0,150	0,039	+0,99962	+3,36190	+0,0440	−0,3940	65,00 „
0,0079	0,190	0,050	+0,99938	+3,10910	+0,0502	−0,4250	62,52 „
0,0125	0,300	0,079	+0,99846	+2,65556	+0,0650	−0,4924	57,26 „
0,0167	0,400	0,105	+0,99724	+2,36160	+0,0782	−0,5463	53,19 „
0,0183	0,440	0,115	+0,99669	+2,26890	+0,0832	−0,5653	51,79 „
0,0208	0,500	0,131	+0,99571	+2,13520	+0,0913	−0,5946	49,67 „
0,0233	0,560	0,146	+0,99467	+2,02450	+0,0988	−0,6207	47,81 „
0,0271	0,649	0,170	+0,99279	+1,86710	+0,1111	−0,6610	45,01 „
0,0304	0,726	0,190	+0,99099	+1,75170	+0,1215	−0,6930	42,85 „
0,0333	0,802	0,210	+0,98901	+1,64720	+0,1321	−0,7240	40,81 „
0,0417	1,000	0,262	+0,98291	+1,41350	+0,1606	−0,8006	35,99 „
0,0583	1,400	0,367	+0,96690	+1,04930	+0,2222	−0,9423	27,99 „
0,0625	1,500	0,393	+0,96100	+0,97178	+0,2388	−0,9764	26,24 „
0,0838	2,010	0,520	+0,93353	+0,65280	+0,3278	−1,1399	18,79 „
0,1083	2,600	0,680	+0,88770	+0,33460	+0,4425	−1,3131	12,94 „
0,1242	2,980	0,780	+0,85359	+0,16750	+0,5414	−1,4503	9,11 „
0,1417	3,400	0,890	+0,81157	+0,00500	+0,6200	−1,5369	8,31 „
0,1433	3,438	0,900	+0,80752	−0,00880	+0,6291	−1,5472	8,19 „
0,1448	3,476	0,910	+0,80345	−0,02240	+0,6381	−1,5575	8,06 „

Metall $\varphi = \pi$. **Tabelle IV.** $r = 10$ cm, $\lambda = 58$ cm.

ϱ/λ,	ϱ,	π.	$J_0(\pi_1)$,	$K_0(\pi_1)$,	$\frac{1}{4\pi}\cdot(A_\pi^2+2B_\pi^2)$,	$\sqrt{\frac{\pi}{2r}}\cdot(A_\pi+2B_\pi)$,	$\bar{\mathfrak{E}}^2$.
0,0009	0,050	0,005	+0,99999	+5,33436	+0,0469	−0,3802	66,60%
0,0021	0,121	0,013	+0,99995	+4,51280	+0,0635	−0,4538	60,97 „
0,0042	0,242	0,026	+0,99983	+3,78386	+0,0868	−0,5443	54,25 „
0,0079	0,459	0,050	+0,99938	+3,10910	+0,1213	−0,6607	46,06 „
0,0086	0,500	0,054	+0,99926	+3,03210	+0,1264	−0,6767	44,97 „
0,0172	1,000	0,108	+0,99707	+2,32970	+0,1930	−0,8592	33,38 „
0,0209	1,208	0,131	+0,99571	+2,13520	+0,2205	−0,9243	29,62 „
0,0259	1,500	0,163	+0,99341	+1,91400	+0,2591	−1,0082	25,09 „
0,0417	2,420	0,262	+0,98291	+1,41350	+0,3880	−1,2446	14,34 „
0,0625	3,625	0,393	+0,96190	+0,97178	+0,5771	−1,5179	5,92 „
0,1448	8,400	0,910	+0,80345	−0,02240	+0,9353	−1,9331	0,22 „

vorliegenden Messungen möglichst konstante Resultate zu erzielen. Der Unterbrecher war ein gewöhnlicher Wagnerscher Hammer. Der Strom wurde geliefert durch einen Akkumulator.

Bezüglich des Unterbrechers ist zu bemerken, daß ich mit den verschiedensten Arten, Hammer-, Deprez-, Wehnelt- und einem Quecksilberturbinenunterbrecher Versuche gemacht habe; dabei lieferten der Wagnersche Hammer, sowie der Quecksilberturbinenunterbrecher die besten Resultate in bezug auf konstante Unterbrechung; ich entschied mich für den ersteren.

Für die Benutzung des Wagnerschen Hammers ist zu bemerken, daß derselbe für die hier in Frage kommenden Versuche äußerst fein eingestellt werden muß, d. h. der Anker muß soweit von dem Elektromagneten des Induktoriums entfernt sein, daß die magnetische Kraft die Federspannung des Ankers gerade noch überwiegt. Das Vibrieren des Hammers erzeugt dann einen tiefen Brummton, an dessen Gleichmäßigkeit man das regelmäßige Funktionieren beoachten kann.

Ebenso notwendig ist es, die im allgemeinen bei jedem Hammerunterbrecher an der Unterbrechungsstelle auftretenden störenden Funken zu beseitigen oder doch mindestens auf ein Minimum zu beschränken. Dies erreicht man dadurch, daß man parallel zur Unterbrechungsstelle einen Kondensator von passender Kapazität einschaltet. Im vorliegenden Falle wurde ein solcher von 1 M. F. benutzt. Außerdem muß man, wie ich feststellte, darauf achten, daß die Endfläche der Stellschraube des Unterbrechers und die Fläche des am Anker angebrachten Platinblättchens glatt poliert sind und sich genau parallel gegenüberstehen, wenn das Induktorium sich in Ruhestellung befindet.

2. Erreger.

Der Erreger (Fig. 13 und 14) bestand aus zwei gleichlangen, an dem einen Ende mit Kugeln von 4,2 cm Durchmesser versehenen Messingzylindern von 2,1 cm Durchmesser und 2,2 cm Länge. Um die Länge der Erregerhälften und damit die Wellenlänge der Eigenschwingung des Erregers variieren zu können, benutzte ich nach einer von Schaefer[1]) früher angewandten Anordnung posaunenartige Auszüge.

Diese waren mit einer Zentimeterteilung versehen, welche die entsprechende Wellenlänge angab.

Um eine größere Energiemenge, sowie möglichst gleichmäßiges Funktionieren und geringe Abnutzung an der Funkenstrecke zu erzielen, ließ ich — wie gewöhnlich — die Funken nicht in Luft, sondern in Öl übergehen, und zwar verwendete ich eine Mischung von Maschinenöl und Benzin zu gleichen Teilen.

---

[1]) Cl. Schaefer. Ann. d. Phys. 16. 1905, p. 106 ff.

Petroleum statt Öl erwies sich wegen seiner Dünnflüssigkeit als ungeeignet, da es durch die Gewinde der später zu Fig. 14 erwähnten Stellschrauben allmählich hindurchsickerte und ein zu häufiges Nachfüllen notwendig machte.

Das beigefügte Benzin diente zur Verdünnung des Öles, weil dieses sonst an der engen Funkenübergangsstelle die durch den Funken verbrannten Ölteilchen nicht absinken läßt, so daß sich ein kontinuierlicher Funkenstrom durch die als Brücke dienenden Kohleteilchen bildet, der „unwirksam“ ist.

Um das Öl zu halten, war um die beiden Erregerkugeln, zwischen denen die Funken übergingen (Fig. 13), ein Hartgummiring (b) herumgelegt und mit Schellack an die Kugeln angekittet. Oben befand sich in dem Ringe eine Öffnung (c) zum Einfüllen des Öles, an der Unterseite ebenfalls eine solche (d), durch einen Hartgummistopfen verschließbar, um den Behälter reinigen zu können.

Bei den Versuchen mit elektrischen Wellen ist es bekanntlich von Wichtigkeit, eine scharfe Resonanz zwischen Erreger und Empfänger herzustellen. Da der Erreger indes eine gedämpfte Schwingung aussendet, wird die Resonanz um so schärfer sein, je stärker die Eigenperiode des Senders ausgeprägt, d. h. je geringer die Dämpfung ist[1]). Hierfür sind besonders zwei Umstände maßgebend:

1. Die Koppelung[2]) der beiden schwingenden Systeme — Oscillatorstrombahn und Sekundärspule des Induktoriums — muß möglichst lose sein. Infolgedessen muß, da beide Schwingungskreise einen Teil ihrer Strombahn, nämlich die Gegend der Funkenstrecke, gemeinsam haben, dieser Teil auf seine geringste Länge beschränkt werden. Es wurden deshalb die Zuleitungsdrähte vom Induktorium nach Klemmen (a) geführt, die direkt auf den Erregerkugeln angebracht waren. (Fig. 13 und 14.)
2. Der Widerstand der Funkenstrecke muß bei Oscillatoren, wo das Verhältnis von Dicke und Länge groß ist[3]), sehr klein sein. Zu diesem Zwecke ist der Weg, den der Funken zwischen den beiden Erregerhälften zurückzulegen hat, nach Möglichkeit zu verkürzen. Ich erfüllte obige Anforderung durch Benutzung einer ähnlichen Anordnung, wie sie Laugwitz[4]) schon früher mit Erfolg angewendet hatte. An den Erregerkugeln wurden kleine, durch eine Mikrometerschraube (b) vom Innern der Metallzylinder her verstellbare

---

[1]) vgl. z. B. v. Geitler, El.-magn. Schwg. u. Wellen. Braunschwg. 1905, p. 129/30.

[2]) J. Zenneck, El.-magn. Schwg. u. drahtl. Telgr., p. 532. — G. Rempp, Inaug.-Diss. Straßburg 1904. — P. Drude, Ann. d. Phys. 5, p. 709, 1904.

[3]) J. Zenneck, El.-magn. Schwg. u. drahtl. Telegr., p. 536.

[4]) Laugwitz, Inaug.-Diss., Breslau 1907. — Ann. d. Phys. 23, 148: 1907. — Phys. Ztschr., 8. Jahrg., Nr. 11, p. 378.

Aluminiumstifte (c) angebracht (Fig. 14), so daß die Funken zwischen diesen Stiften überspringen mußten. Durch die Stellschrauben konnten dann die Endflächen der Aluminiumstifte einander bis auf Bruchteile von Millimetern genähert werden.

Durch diese Einrichtung wurde außerdem erreicht, daß die Funken immer an derselben Stelle und in gleicher Länge, nämlich zwischen den sehr kleinen Endflächen der Stifte, übergingen und dadurch ein ganz gleichmäßiger Funkenstrom erzielt wurde.

Die Aluminiumstifte besaßen einen Durchmesser von 1 mm und ragten etwa 1 mm weit aus den Kugeln hervor. Beide waren an den Endflächen glatt abgeschnitten. Nach etwa 100 Messungen war die Korrosion schon stark vorgeschritten, d. h. die Endflächen waren sehr abgenutzt; die Stifte mußten dann aus den Kugeln herausgeschraubt und die Endflächen durch kreisförmiges Hin- und Herreiben auf ölgetränktem Leder geglättet werden.

Wenn mit der obigen Anordnung mehrere Messungen an derselben Stelle des Feldes hintereinander gemacht wurden, nahm die anfangs vom Erreger gelieferte Energiemenge ziemlich gleichmäßig entweder zu oder ab. Nach einiger Zeit wurde dieselbe jedoch sehr konstant, und erst wenn dieser Zustand eingetreten war, was durch eine Reihe von besonderen Messungen jedesmal geprüft wurde, wurde mit den eigentlichen Ablesungen begonnen[1]).

Mit einem ähnlichen Erreger hat auch Laugwitz[2]) bei seinen Versuchen sehr konstante Resultate erzielt.

3. Hohlspiegel.

Der Erreger befand sich in der Brennlinie eines parabolischen Hohlspiegels aus Zinkblech von 0,5 mm Stärke in den Abmessungen von Fig. 15.

Durch die Hinterwand des Spiegels führten Glasröhrchen für die Zuleitungsdrähte des Induktoriums.

Der Spiegel war so aufgestellt, daß seine Brennlinie horizontal lag.

4. Thermoelement und Galvanometer.

Die Strahlung wurde aufgenommen durch ein Klemenčičsches Thermoelement (Fig. 16), das auf einem horizontal und vertikal verschiebbaren Gestell aus Holz und Hartgummi befestigt war und mit einem hoch empfindlichen Du-Bois-Rubensschen Kugelpanzergalvanometer mit dreifacher Panzerung in Juliusscher Aufhängung in Verbindung stand. Das Galvanometer war

---

[1]) Eine Tabelle von Messungsreihen über die Konstanz des Erregers unterdrücke ich an dieser Stelle, um Raum zu sparen.

[2]) Laugwitz, Phys. Ztschr. l. c. Konstruktion eines konstanten Erregers für elektrische Wellen.

außerdem noch mit einer Öldämpfung versehen; seine Empfindlichkeit betrug 3.10^{-9} Ampère.

Thermoelement und Erreger ließen sich für jede der benutzten Wellenlängen aufeinander abstimmen. Dies geschah in der Weise, daß die Eigenperiode des Thermoelementes durch seitlich in dasselbe eingefügte Kupferstifte von 5 mm Durchmesser und verschiedener Länge (Fig. 16, b) durch Bestimmung der maximalen Resonanz mit der jeweiligen Eigenperiode des Senders zur Übereinstimmung gebracht wurde. Hierbei ist zu beachten, daß ein stabförmiger Erreger oder Empfänger stets als halbe Wellenlänge schwingt, seine Länge mithin wenigstens annähernd der halben Wellenlänge seiner Grundschwingung entspricht[1]).

Um den Empfänger gegen Einwirkung von Temperaturströmungen im Zimmer und Zugluft zu schützen, war derselbe in einem mit Watte dicht ausgelegten Pappkasten eingeschlossen.

Der Empfänger hatte einen Widerstand von ca. 5 Ohm.

5. Galvanometerleitung.

Die Leitung vom Empfänger zum Galvanometer war an der Zimmerdecke entlang geführt und zum Schutz gegen diffuse Strahlung mit Staniol dicht umwickelt.

Da ich bei den größeren Wellenlängen eine außerordentlich große Energiemenge erhielt, mußte vor das Galvanometer noch ein Rheostat gelegt werden. Der Widerstandskasten und der in der Leitung befindliche Schlüssel mußten in Watte eingehüllt werden, da die Heizungskörper des Zimmers dicht in der Nähe lagen, und die davon ausgehenden Wärmeströmungen dauernde und zwar beträchtliche Störungen im Galvanometer durch Erzeugung von Thermoströmen hervorriefen.

Die Leitung wurde vom Thermoelement aus senkrecht nach oben zur Zimmerdecke geführt. Wurde sie nämlich seitlich zugeführt, so ergaben sich Störungen von derselben Art, wie sie ein im Strahlengang befindlicher Metallzylinder hervorruft.

6. Zylinder.

Die Zylinder, deren Wirkung auf den Strahlengang hier untersucht werden sollte, waren verschiedene mit Leitungswasser gefüllte Glasrohre von 0,2—3,0 cm lichter Weite, außerdem 2 Kupferrohre von 2 cm und 1 cm, ein Aluminiumdraht von 0,1 cm Dicke.

Die Dicke der Zylinder war der Theorie entsprechend klein gegen die zur Verwendung kommenden Wellenlängen von 24—58 cm ca., ihre Länge betrug etwa 2,00 m, war also annähernd gleich der Spiegellänge, und konnte gegenüber der Wellenlänge insofern als unendlich lang gelten, als

[1]) J. Zenneck, El.-magn. Schwing. u. drahtl. Telegr., p. 523.

der Empfänger im Wesentlichen nur der störenden Einwirkung der näher gelegenen Teile des Zylinders unterliegt, die Wirkung entfernterer Teile jedoch sich nicht mehr bemerkbar machen wird. Eine Verlängerung oder Verkürzung der zu untersuchenden Stäbe bis um ca. 20 cm ergab übereinstimmend mit obiger Auseinandersetzung keine Abweichung der Resultate von einander[1]).

7. Aufbau.

Der Aufbau geschah in Übereinstimmung mit Fig. 1.

Die Zylinderachse fiel mit der z-Achse zusammen, die x-Achse zeigte mit der positiven Richtung nach dem Erreger hin. In den früher besprochenen Fällen $\varphi = 0$ und $\varphi = \pi$ befand sich der Empfänger ebenfalls auf der x-Achse.

Die positive Richtung der y-Achse, in welche der Empfänger für $\varphi = \frac{\pi}{2}$ eingestellt wurde, zeigte von der Zylinderachse senkrecht nach oben.

Die Funkenstrecke lag dann auf der x-Achse, der Erreger parallel zur z-Achse; die Brennlinie des Spiegels ging ebenfalls parallel zur z-Achse durch die Achse des Erregers. Die Spiegelöffnung stand senkrecht auf der x-Achse. Die Resonatoren des Thermoelementes waren stets parallel zur z-Achse gerichtet. (Fig. 17.)

Der ganze Aufbau war so orientiert, daß die x-Achse diagonal zum Zimmerviereck gerichtet war und sich in einer Höhe von 1,40 m vom Erdboden befand. Ein klares Bild der Aufstellung ergibt Fig. 17 in Verbindung mit Fig. 19 und Fig. 21.

8. Beobachtungsmethode.

Bei den Messungen zur Bestimmung des Verlaufs der freien Feldenergie und bei der experimentellen Bestimmung der benutzten Wellenlängen wurde die Energie an den verschiedenen Punkten des Feldes gemessen und berechnet in Prozenten der Energie an dem ersten Meßpunkt. Zur Kontrolle der Konstanz des Erregers wurde außerdem nach jeder Einzelmessung für einen Punkt auf den ersten Meßpunkt zurückgegangen, so daß man alternierende Beobachtungsreihen erhielt. Zur Prüfung der Konstanz resp. zur Elimination etwaiger Inkonstanz hätte man auch ein Standard-Thermoelement verwenden können, wie es sonst wohl bei dergleichen Messungen geschieht. Wegen der vorzüglichen Konstanz des Erregers war dies jedoch überflüssig.

Die Art der Beobachtung bei den Messungen über die Einwirkung der Zylinder war ähnlich der eben beschriebenen. Zunächst wurde die freie Strahlung gemessen, dann ein Zylinder in der vorher beschriebenen Weise in den Strahlengang hineingebracht, die Energie beobachtet und

---

[1]) Vergl. hierzu auch G. H. Thomson, Inaug.-Diss. Straßburg 1906.

zuletzt noch einmal die freie Strahlung gemessen. Aus diesen alternierenden Beobachtungen wurde dann die nach Einschaltung des Zylinders resultierende Strahlung in Prozenten der freien Strahlung berechnet. Diese Messungstripel wurden dreimal wiederholt und dann aus ihren Ergebnissen als endgültiges Resultat das arithmetische Mittel genommen.

9. Störungen.

Außer den schon bei der Beschreibung des Unterbrechers resp. Induktoriums und des Thermoelements erwähnten Störungen möchte ich noch auf einige andere aufmerksam machen, die sehr hinderlich waren.

Zunächst ist in dieser Hinsicht der magnetische Einfluß der Starkstromleitung des Instituts zu erwähnen, sobald diese in irgend einem Teile des Gebäudes in Anspruch genommen wurde. Die Starkstromleitung führte nämlich dicht über und unter dem Zimmer vorbei, in welchem die Versuche gemacht wurden. Da infolge dessen bei Tage immer solche Störungen zu gewärtigen waren, so gestattete mir Herr Professor Lummer, meine Messungen während der Nachtzeit auszuführen.

Ein weiterer Übelstand war das schlechte Schließen der Fenster des Beobachtungszimmers[1]). Besonders bei heftigem Winde oder größerer Kälte war der Zug im Zimmer so stark, daß er nicht nur das Thermoelement beeinflußte, sondern auch das Galvanometer, das in des Nähe des Fensters hing, direkt in seiner Aufhängung in leise Schwingungen versetzte.

III. Versuche.

1. Allgemeines und Vorversuche.

Bei den ersten Versuchen über das vorliegende Thema war in den Strahlengang, wie es bis jetzt bei derartigen Messungen gewöhnlich geschah, ein vertikales Hertzsches Drahtgitter eingeschaltet, um sich horizontal polarisierte Strahlung zu sichern. Desgleichen waren Metalldiaphragmen zur Abgrenzung des Strahlenbündels in den Strahlengang gestellt.

Von der Verwendung eines Polarisationsgitters nahm ich jedoch später Abstand, da die Versuche zeigten, daß die Einführung eines solchen keinen Einfluß auf die Messungen ausübte. Dies erklärt sich dadurch, daß die vom Erreger ausgehende Strahlung bereits vollkommen polarisiert war.

Auch die Blechdiaphragmen schaltete ich später aus, da sich zeigte, daß durch die Beugung an ihren Rändern das Feld stark beeinflußt wurde, und eine kleine Änderung in der Stellung des Diaphragmas oder in der gegenseitigen Lage von Diaphragma und Draht die Energieverteilung an den zu messenden Punkten außerordentlich beeinflußte.

---

[1]) sog. „Patentdoppelfenster", d. h. 2 Glasscheiben in **demselben** Rahmen, also gänzlich ihren Zweck verfehlend!

Von großer Wichtigkeit war es außerdem, die Störungen zu beseitigen, die durch Reflexion der Strahlung von den Zimmerwänden hervorgerufen wurden.

Die Anordnung des ganzen Aufbaues war zuerst so orientiert, daß die Richtung der x-Achse (Fig. 17) parallel der einen Zimmerwand in einer Entfernung von 1,50 m von derselben verlief. Es waren dann bei der Feststellung der Energieverteilung im freien Felde auf der x-Achse direkt Maxima und Minima nachzuweisen.

Von den Versuchen, die ich hierüber mit den verschiedensten Spiegeln und Wellenlängen angestellt habe, seien zwei als besonders ins Auge fallend hier wiedergegeben (Fig. 18).

In den Zeichnungen gibt die Abszisse die Entfernung in Abständen von 10 zu 10 cm von einem bestimmten Punkte aus an, der 55 cm vom Erreger entfernt auf der x-Achse gemessen ist. Die Punkte auf der Ordinate geben die Intensität in Prozenten des Punktes 55 cm vom Erreger gemessen an.

Das Auftreten der Maxima und Minima rührt natürlich davon her, daß die von der Wand reflektierten Wellen mit den direkten interferierten. Der Fehler wurde dadurch beseitigt, daß ich die x-Achse diagonal zum Zimmerviereck anordnete. Bei dieser Art der Anordnung (Fig. 19) werden störende Reflexionen, wie leicht ersichtlich, nach Möglichkeit vermieden.

Eine ähnliche Störung wurde auch durch folgenden Umstand hervorgerufen. Das Gestell für das Thermoelement war zuerst auf langen, mit Linoleum gedeckten Holztischen horizontal verschiebbar aufgestellt. Bei der Messung der freien Feldenergie in Richtung der y-Achse ergab sich in der Nähe des Tisches ein stark ausgeprägtes Maximum, indem die direkte Strahlung mit vom Tisch reflektierter zur Interferenz gelangte. Dasselbe trat auch, allerdings nicht in so starkem Maße, bei horizontaler Verschiebung des Empfängers auf der x-Achse ein.

Ich half diesem Übelstande ab, indem ich das Thermoelement auf einem hohen Gestell befestigte, dessen Stellung man beliebig auf dem Fußboden direkt verändern konnte. Die Entfernungen vom Empfänger wurden durch Kreidestriche auf dem Fußboden markiert. Es konnte daher nur evtl. Reflexion der direkten Strahlung am Fußboden als störend in Frage kommen. (Fig. 21.) Die Versuche zeigten, daß dies nicht der Fall war.

Um die Richtigkeit meiner Anordnung zu prüfen, wurde dieselbe später mehrmals entfernt und von neuem — auch in einem andern Zimmer — aufgebaut. Die Versuche ergaben stets gleiche Resultate[1]).

---

[1]) Siehe hierzu auch III, 3, b, β.

2. Verlauf der Energie im störungsfreien Feld.

a. Intensitätsverlauf ohne Anwendung eines Spiegels.

Die Anregung für diesen Teil der Untersuchungen verdanke ich besonders Herrn Prof. Lummer.

Schon Hertz[1]) hat in seiner Abhandlung über die Kräfte elektrischer Schwingungen gezeigt, daß in einiger Entfernung vom Erreger die Energie proportional $\frac{1}{r^2}$ abnimmt.

Diese Tatsache fand ich auch bei meinen Versuchen bestätigt[2]).

Die Messungen der Feldintensität ohne Anwendung eines Spiegels ergaben die Resultate der Tabelle V und in Fig. 22 in den Entfernungen 1,00 bis 4,50 m vom Erreger. Es erhellt daraus gleichzeitig, daß das Feld nun vollkommen störungsfrei war.

Tabelle V.

Entfernung v. Erreger cm	Ausschlag gemessen a_1	a_2	gemess. Ausschlag in % berechnet b_1	b_2	$\frac{1}{r^2}$ in % berechnet c
100	317	343	100	100	100
150	90	93	28,4	27,1	25
200	46	44	14,5	12,8	11,2
250	26	26	8,2	7,6	6,3
300	21	20	6,6	5,8	4,0
350	15	14	4,7	4,1	2,8
400	12	10	3,8	2,9	2,1
450	11	8,5	3,4	2,4	1,6

In Fig. 21 sind auf der Abszisse die Entfernungen vom Erreger in Abständen von 0,5 zu 0,5 m aufgetragen, auf der Ordinate die Energie in Prozenten der in dem Punkt 1,00 m vom Erreger entfernt herrschenden. Die ausgezogene Kurve ist gemessen und gegeben durch die Werte unter b_1, die gestrichelte Kurve ist berechnet unter (c). Die prozentualen Werte unter b_2 gehören zu einer zweiten Messungsreihe a_2. Sie sind jedoch wegen der guten Übereinstimmung mit der ersten Reihe nicht gezeichnet.

Die von dem freistehenden Erreger ausgehenden Wellen sind demnach in Übereinstimmung mit der Theorie Kugelwellen.

---

[1]) Hertz, Wied. Ann. 36, p. 1. — Ges. Werke Bd. 2, pag. 147 ff.

[2]) Nachdem ich diese Messungen bereits abgeschlossen hatte, erschien in der Phys. Rev. Bd. 25, pag. 255, 1907, eine Arbeit von Blake über die Strahlung des Hertzschen Erregers, die dieselben Ergebnisse hatte.

b. Intensitätsverlauf bei Anwendung eines Hohlspiegels.

Wurde der Erreger in die Brennlinie des früher beschriebenen parabolischen Hohlspiegels (Fig. 15) gestellt, so ergab sich, wie zu erwarten war, ein wesentlich anderes Resultat.

Wie aus den Tabellen (VI, VII, VIII) und Figur 22, 23, 24 ersichtlich ist, ergab sich in diesem Falle die Abnahme der Strahlungsintensität proportional der einfachen Entfernung. Nur bei einer im Verhältnis zu den Abmessungen des Spiegels großen Wellenlänge, λ = ca. 60 cm, zeigte sich, wie aus Fig. 24 ersichtlich ist, eine Abweichung, indem die Abnahme sich zwischen dem Verhältnis $\frac{1}{r}$ und $\frac{1}{r^2}$ bewegte.

Tab. VI und Fig. 22 zeigt die Abnahme der Energie von der Entfernung 1,00 m an bis 4,50 m vom Erreger, gemessen in Abständen von 0,50 zu 0,50 m mit einer Wellenlänge λ = 24 cm. Auf der Abszisse sind die Entfernungen, auf der Ordinate die erhaltenen Energiemengen in Prozenten der an der Stelle 1,00 m erhaltenen aufgetragen. a_1 u. a_2 sind zwei verschiedene Messungsreihen, von denen jedoch nur die erste berücksichtigt ist.

Aus dieser Intensitätsverteilung auf der x-Achse (Fig. 1 und 17) ist das Gebiet 1,50 m bis 2,50 m vom Erreger herausgegriffen (Fig. 19 u. 20) und von 10 cm zu 10 cm durchgemessen, da in diesem Bereich, wie Fig. 22 zeigt, der tatsächliche Intensitätsverlauf dem berechneten außerordentlich nahe kommt.

Die Resultate dieser Messungen sind in Tab. VII und VIII und Fig. 23 und 24 niedergelegt. Die Werte der Tabelle VII und Fig. 23 sind erhalten mit einer Wellenlänge λ = 24 cm, diejenigen von Tab. VIII und Fig. 24 mit einer Wellenlänge λ = 58 cm.

Tabelle VI. λ = 24 cm.

Entfernung vom Erreger	Ausschlag gemess.		gemess. Ausschlag in %		$\frac{1}{r^2}$ berech. in %	$\frac{1}{r}$ berech. in %
	a_1	a_2	b_1	b_2	c_1	c_2
100	323	306	100	100	100	100
150	221	218	69	71	44,4	67
200	163	156	50,5	51	25	50
250	126	121	39	39,7	16	40
300	98	94	20,5	31	11,1	33,4
350	76	73	23,6	24	8,2	28,7
400	61	58	19	19	6,3	25
450	47	47	14,6	15,4	5,0	22,3

Tabelle VII. $\lambda = 24$ cm. Tabelle VIII. $\lambda = 58$ cm.

Entfernung vom Erreger	% gemessen	$\frac{1}{r}$ in % berechnet	Entfernung vom Erreger	% gemessen	% berechnet $\frac{1}{r^2}$	% berechnet $\frac{1}{r}$
150	100	100	150	100	100	100
160	94	93,8	160	91	88	93,8
170	88	88,3	170	82,3	78	88,3
180	82,5	83,5	180	74,2	69,4	83,5
190	78,2	79	190	68	62,3	79
200	74,5	75	200	62,7	56,3	75
210	71,2	71,6	210	58,2	51,2	71,6
220	67	68	220	54,0	46,5	68
230	64,5	65,2	230	50	42,6	65,2
240	61,8	62,6	240	46,2	39,2	62,6
250	57,7	60	250	42,3	36	60

Mit diesen Versuchen ist zunächst der Nachweis geliefert, daß das Feld, das hier zur Verwendung gekommen ist, keine Intensitätsstörung enthält, sodann daß sich die Feldenergie, solange die Wellenlänge gegenüber den Dimensionen des Spiegels nicht zu groß wird, als Zylinderwelle ausbreitet und sich bei größer werdender Wellenlänge Kugelwellen allmählich annähert.

Theoretisch müßte man eigentlich bei Anwendung eines Parabolspiegels, in dessen Brennlinie sich eine leuchtende mathematische Linie befindet, ebene Wellen, d. h. konstante Energie für alle Entfernungen vom Spiegel erhalten.

Indes ist hierbei zu bemerken, daß verschiedene Umstände eine Abweichung von der theoretischen Forderung bedingen:

Erstens kommt die direkt vom Erreger her aus dem Spiegel heraustretende Strahlung als mitwirkend in Betracht, die wie schon gezeigt, proportional $\frac{1}{r^2}$ abnimmt. Zweitens verdankt die vom Erreger ausgehende Transversalwelle ihre Entstehung nicht sowohl dem Erreger selbst, sondern mehr noch den Zuständen des ganzen umgebenden Raumes, der nach der Theorie als der Sitz der eigentlichen Energie anzusehen ist[1]). Die Strahlen kommen daher nicht von der Brennlinie des Spiegels, einer mathematisch genauen Lichtlinie her, sondern von einem in der Nähe befindlichen, räumlich ausgedehnten Gebiet. Sie werden daher nicht

[1]) Hertz, Ges. Werke, S. 154 u. ff. — Zenneck, El.-magn. Schwing. u. drahtl. Telegr., S. 748.

parallel, sondern divergent aus dem Spiegel herausreflektiert. Endlich wird auch die Beugung an den Rändern des Spiegels mit größer werdender Wellenlänge stärker.

Eine größere Annäherung an den Fall der ebenen Welle, wie ihn die Theorie behandelt, ist mit den in der Praxis vorhandenen Hilfsmitteln und Apparaten nicht möglich.

Ich habe mich daher mit diesem Feld begnügt, namentlich da für die Erscheinung nach der Theorie kein großer Unterschied besteht, ob man ebene oder Zylinderwellen hat.

3. Die Versuche mit den Zylindern.

a. Dielektrischer Zylinder.

Die Versuche mußten, um die durch die theoretische Behandlung charakterisierten Merkmale für den Verlauf der Störung zur Anschauung zu bringen, den durch die Rechnung gegebenen Verhältnissen angepaßt werden. So mußte vor allem für die Versuche mit dem dielektrischen Zylinder ein Nichtleiter von hoher Dielektrizitätskonstante gewählt werden. Die Wahl fiel hierbei auf Wasser ($\varepsilon = 81$), das schnellen elektrischen Schwingungen gegenüber als Nichtleiter anzusprechen ist[1]). Dieses Wasser (Leitungswasser) wurde in gewöhnliche dünnwandige Glasrohre gefüllt, die in leerem Zustande keinen nachweisbaren Einfluß zeigten. Die lichte Weite dieser Glasrohre variierte — wie schon früher bemerkt — von 0,3 cm bis 3,0 cm Durchmesser.

Um das für den Verlauf der Störung maßgebende Verhältnis $\frac{\rho}{\lambda}$ von geeigneter Größe zu erhalten und dabei gleichzeitig die Erscheinungen für variables λ prüfen zu können, wählte ich die beiden Wellenlängen $\lambda = 24$ cm und $\lambda = 58$ cm. Nur in einigen besonderen Fällen wurde einmal eine Wellenlänge von 34 cm und bei einem Versuche für Metalle eine solche von ca. 48 cm verwendet.

Für den Vergleich der durch die Versuche gewonnenen Resultate mit den berechneten Werten ist zu bemerken, daß die Bedingungen des Experiments von denen der Theorie sich insofern unterscheiden, als wir mit gedämpften Wellen zu operieren gezwungen sind, während die Rechnung ungedämpfte Wellen voraussetzt. Außerdem treten bei größeren Wellenlängen und in unmittelbarer Nähe des Zylinders gewisse Abweichungen zwischen den theoretischen und experimentellen Verhältnissen auf, die davon herrühren, daß das Meßinstrument selbst das zu messende Strahlungsfeld ändert. Es liegen im Prinzip genau dieselben Verhältnisse vor, wie bei der Messung der elektrischen Feldstärke durch eine

---

[1]) Vergl. z. B. Laugwitz, Inaug.-Diss., Breslau 1907. Ann. d. Phys. l. c.

Probeladung. Außerdem hat es noch den Anschein, als ob sogar „Koppelungen“ zwischen Zylinder und Thermoelement aufträten, falls sie in großer Nähe von einander befindlich sind.

In diesen Fällen erleiden die theoretischen Kurven gewisse Verzerrungen, die zum Teil beträchtlich sind; jedoch ist diese prinzipiell nicht zu vermeidende Fehlerquelle in größerer Entfernung des Thermoelementes vom Zylinder ganz geringfügig.

α) $\varphi = 0$.

Die Zylinder wurden in der Entfernung 3 m von dem Erreger in den Strahlengang gebracht. Die Resultate sind niedergelegt für $\lambda = 24$ cm und $\rho = 0{,}15$ cm, 0,30 cm, 0,34 cm und 1,21 cm in Fig. 26a—d.

Ein Versuch, für $\lambda = 58$ cm mit $\rho = 1{,}21$ cm ergab ein entsprechendes Resultat, während ein Wasserfaden von 0,15 cm λfür $= 58$ cm nur eine kaum merkbare Störung zeigte. Die beiden letztgenannten Versuche seien hier nicht näher erörtert.

Ein Vergleich dieser Kurven mit den für das gleiche Verhältnis $\frac{\rho}{\lambda}$ berechneten von Fig. 2 läßt die qualitative Übereinstimmung deutlich erkennen und zwar:

1. das Vorhandensein von stehenden Wellen,
2. die Entfernung der Maxima und Minima um $\frac{\lambda}{4}$ von einander,
3. die Verschiebung der Interferenzstreifen für veränderliches ρ,
4. die Verschiedenheit der Intensitäten der Interferenzstreifen bei verschiedenem $\frac{\rho}{\lambda}$,
5. die Asymmetrie der Interferenzen in bezug auf die Ordinate 100 %,
6. die gleiche Lage der Maxima und Minima.

Quantitativ macht sich der Einfluß der Dämpfung geltend, indem die Sichtbarkeit (im Michelsonschen Sinne) der beobachteten Interferenzen geringer ist als die der berechneten. Dieser Versuch bestimmt gleichzeitig die benutzten Wellenlängen.

β) $\varphi = \pi$.

Der Zylinder befand sich in der Entfernung von 1,50 m vom Erreger, gemessen auf der x-Achse.

Für die Wellenlänge 24 cm ergeben sich die Resultate aus Fig. 5, worin die berechneten und gemessenen Werte zum Vergleich gleichzeitig angegeben sind.

Wir finden eine nur ganz geringe quantitative Abweichung, die als eine Folge der vorerwähnten Dämpfung angesehen werden kann. Sie nimmt mit größer werdender Zylinderdicke zu. Qualitativ stimmen die Erscheinungen mit den von der Theorie geforderten vollkommen überein.

Die Kurve für $\rho = 0{,}15$ cm gehört dem Typus I an, die für 0,3 cm dem Typus III, die übrigen dem Typus II.

Das oben Gesagte gilt im wesentlichen auch für die in Fig. 27a—f dargestellten Verhältnisse für $\lambda = 58$ cm, besonders was den allgemeinen Charakter der Kurven anbetrifft. Wir finden in Übereinstimmung mit der Theorie:

1. die bei kleinen Stabdicken sich zeigende Verstärkung der Strahlung; (Typ. I),
2. den Durchgang derselben durch ein Maximum bei größer werdendem ρ,
3. den allmählichen Übergang zur Schirmwirkung (Typ. II),
4. den Durchgang einzelner Kurven durch die Ordinate der freien Intensität von 100 % (Typ. III),
5. das für die Kurven von Typus II und III charakteristische Minimum, das sich mit größer werdendem ρ nach kleinerem r verschiebt (Fig. 27).

Eine Abweichung jedoch tritt bei dieser großen Wellenlänge auffallend hervor:

Es zeigt sich in den Kurven für $\rho = 0{,}74$, 0,98 und 1,21 cm in den Entfernungen von etwa 10—50 cm von der Zylinderachse das Auftreten eines Minimums und Maximums. Diese Abweichung der Kurven von dem regelmäßigen Verlauf ist als eine Folge der vorerwähnten Beeinflussung von Stab und Meßinstrument anzusehen. Ich komme bei Besprechung der Versuche mit Metallzylindern noch einmal auf diese Erscheinung zurück.

Die theoretische Untersuchung für den Fall, daß man r und λ konstant hält, den Drahtradius ρ dagegen variiert, habe ich gleichfalls experimentell durchgeführt und bin zu den Ergebnissen gelangt, wie sie Fig. 6 zeigt, in der die beobachteten und berechneten Kurven gleichzeitig eingetragen sind.

Die Versuche sind für diesen Fall mit den Wellenlängen $\lambda = 24$ cm, 34 cm und 58 cm angestellt.

Vergleichen wir die Resultate der Rechnung und Beobachtung, so finden wir folgendes:

1. In Übereinstimmung mit der Theorie zeigt sich zunächst die Erhebung der Kurve über die Linie der ursprünglichen Helligkeit bei kleinem Verhältnis $\frac{\rho}{\lambda}$.
2. Die Kurve passiert das Maximum der Erhebung und schneidet abwärtsgehend nochmals die Ordinate 100 %.
3. Dieser Abfall geht ebenso rapide vor sich wie bei den theoretischen Kurven.
4. Die Kurven machen plötzlich eine scharfe Biegung nach rechts, nehmen dann aber im Gegensatz zu der Theorie einen mehr horizontalen Verlauf, ohne die periodischen Schwankungen zu

zeigen; jedoch ist eine gewisse Unregelmäßigkeit an den Stellen, wo die Schwankung auftreten müßte, nicht zu verkennen.

Es ist mir indes nicht gelungen, eine ausgeprägte Periodizität an den kritischen Stellen nachzuweisen. Dies erklärt sich folgendermaßen:

1. Die Beobachtung an dieser Stelle ist außerordentlich erschwert, da sich der vorerwähnte Vorgang nur in einem ganz engen Gebiet, z. B. bei den Versuchen mit der Wellenlänge $\lambda = 24$ cm in dem Intervall $\rho = 0{,}91$ cm bis $\rho = 0{,}93$ cm abspielt. Nun sind aber die im Handel vorkommenden Glasrohre, die man zu solchen Versuchen verwenden kann, nicht bis auf $^1/_{10}$ mm genau zu erhalten, vor allem nicht in der hier erforderlichen großen Weite. Außerdem muß
2. die Dämpfung der Wellen unbedingt dahin wirken, diese Stellen zu verflachen, aus dem gleichen Grunde, wie dies auch bei den beobachteten Interferenzen in Fig. 26 a—d gegenüber den berechneten der Fall ist. Es würde sich mit ungedämpften Wellen Günstigeres erreichen lassen.

$$\gamma)\ \varphi = +\frac{\pi}{2}.$$

Da als belangreich für diesen Teil der Untersuchungen nur die Feststellung der Interferenzen und der Größe des Abstandes zwischen einem Maximum und Minimum in Betracht kamen, genügte die Durchführung der Versuche mit einem Zylinder von 1,21 cm Radius und einer Wellenlänge $\lambda = 24$ cm (Fig. 7). Um weiter als 30 cm durfte aber wegen der geringen Höhenausdehnung des Hohlspiegels das Thermoelement nicht verschoben werden. Die durch Kreise bezeichnete Kurve von Fig. 7 gibt daher auch nur bis zu $r = 30$ cm etwa die Vorgänge richtig wieder.

b. Metallzylinder.

Der Theorie nach sind die Verhältnisse für Metallzylinder in dem hier zu untersuchenden Gebiet der Drahtstärken bedeutend einfacher gestaltet. Es genügten deshalb für die Versuche zwei Kupferrohre von Radius $\rho = 0{,}5$ und 1,0 cm und ein Aluminiumdraht von $\rho = 0{,}05$ cm.

$$\alpha)\ \varphi = 0.$$

Die Metallzylinder befanden sich 3 m von dem Erreger entfernt. Die gemessenen Interferenzstreifen (Fig. 28) stimmen qualitativ mit den theoretischen Ergebnissen vollkommen überein. Quantitativ machte sich auch hier der Einfluß der Dämpfung geltend. Besonders ist die Asymmetrie in bezug auf die Ordinate 100 % und die geringere Sichtbarkeit der gemessenen Interferenzen (gestrichelte Kurve) gegenüber den berechneten deutlich erkennbar.

β) $\varphi = \pi$.

Der Metallzylinder befand sich in der Entfernung 1,50 m von dem Erreger. Die Messungsergebnisse sind in Fig. 9 und 10 und Fig. 29 verzeichnet. Auch diese Kurven entsprechen den theoretischen quantitativ und qualitativ. Von den Kurven der Fig. 29 ist der Teil, welcher sich über die Entfernungen 1,10 m bis 1,50 m vom Erreger erstreckt, später unabhängig von den ersten Messungen über das Gebiet $r = 0{,}10$ bis 1,00 m gemessen. Da die beiden Kurvenabschnitte genau in einander übergehen, ist obiges Resultat gleichzeitig ein Beweis für die Richtigkeit meiner Anordnung.

Die Kurven für die Wellenlänge $\lambda = 58$ cm weisen auch hier die schon bei dem dielektrischen Zylinder beobachteten Unregelmäßigkeiten, nämlich ein Maximum und ein Minimum auf, welche wir als eine vom Meßresonator ausgehende Störung erklärt haben.

Um zu zeigen, daß der Grund für diese Abweichungen auch wirklich nur in der gegenseitigen Lage von Zylinder und Messinstrument und nicht etwa in einer Inhomogenität des freien Strahlungsfeldes zu suchen ist, habe ich folgende Kontrollmessungen vorgenommen:

1. Der Zylinder wurde jetzt in die Entfernung 2 m von dem Erreger gebracht (Fig. 30). Das Maximum und Minimum befindet sich an derselben Stelle relativ zur Lage des Zylinders wie bei dem ersten Versuch. Gleichzeitig ist zu sehen, daß die Schirmwirkung — wie es theoretisch sein muß — mit großer Annäherung dieselbe ist wie bei Versuch I.
2. Die Lage des Minimums und Maximums muß naturgemäß mit der Größe der Wellenlänge zusammenhängen. Ich machte daher dieselben Messungen wie vorher mit dem gleichen Kupferstabe $\rho = 1$ cm und mit einer Wellenlänge von ca. 48 cm, an den kritischen Stellen von 5 zu 5 cm (Fig. 31). Man sieht eine deutliche Verschiebung der unregelmäßigen Punkte nach links und ein gegenseitiges Näherrücken von Maximum und Minimum, deren Entfernung etwa $\frac{\lambda}{4}$ sein muß. Außerdem ist zu erkennen, daß die gegenseitige Einwirkung von Stab und Thermoelement nachgelassen hat, da das Maximum und Minimum flacher geworden ist.
3. Ein Versuch mit dem dünnen Aluminiumdraht von 0,05 cm Radius, dessen Ergebnis in Fig. 10 (durch Kreise markierte Kurve I) enthalten ist, zeigt gleichfalls eine Verflachung des Maximums und Minimums, wenn man bei derselben Wellenlänge zu dünneren Drähten übergeht.

Vergleicht man die Kurve von Fig. 9 mit den entsprechenden in Fig. 10, so sieht man auch darin die Übereinstimmung mit dem theoretischen Befunde in Fig. 11, daß nämlich eine Vergrößerung der Wellenlänge bei gleicher Stabdicke eine Verstärkung der Schirmwirkung hervorruft[1]).

Ein Vergleich der Kurven der Fig. 9 untereinander und ebenso derjenigen von Fig. 10 im Hinblick auf eine Vergrößerung des Radius ergibt das gleiche Resultat einer Verstärkung der Schirmwirkung mit zunehmender Stabdicke, wie es die Theorie (Fig. 11) verlangt.

$$\gamma) \quad \varphi = \frac{\pi}{2}.$$

Die Versuche wurden in gleicher Weise wie bei dem dielektrischen Zylinder nur mit der kleinen Wellenlänge $\lambda = 24$ cm angestellt (Fig. 32).

Die Entfernung von einem Maximum zu einem Minimum beträgt $\frac{\lambda}{2}$. Eine Verschiebung der Interferenzstreifen mit veränderlichem ρ ist kaum zu erkennen. Die Asymmetrie ist deutlich zu sehen, desgleichen die geringere Sichtbarkeit.

[1]) Umgekehrt wie bei dünnen dielektrischen Zylindern.

Resultat.

Als Resultat der Arbeit sehe ich folgendes an:

Die Theorie der Beugung an einem Zylinder, sowohl an einem dielektrischen als an einem metallischen, hat durch meine Versuche eine weitgehende qualitative und quantitative Bestätigung erhalten. Insbesondere zeigt ein Vergleich der Kurven für den metallischen Zylinder mit denen des dielektrischen, wie große Unterschiede der Materialeinfluß hervorbringt. Von den bisher exakt gelösten Beugungserscheinungen ist dies der erste Fall, der sich experimentell hat realisieren lassen.

Zum Schlusse habe ich noch die angenehme Pflicht, Herrn Professor Dr. O. Lummer für sein wohlwollendes Interesse und für seine Hülfe meinen herzlichsten Dank auszusprechen, ebenso Herrn Privatdozenten Dr. Clemens Schaefer, der mir die Anregung zu dieser Arbeit gegeben und mich während ihrer Ausführung mit seinem Rate und seiner Erfahrung unterstützt hat. Auch Herrn Prof. Dr. Pringsheim bin ich für sein stetes Interesse zu herzlichem Danke verpflichtet.

Fig. 1.

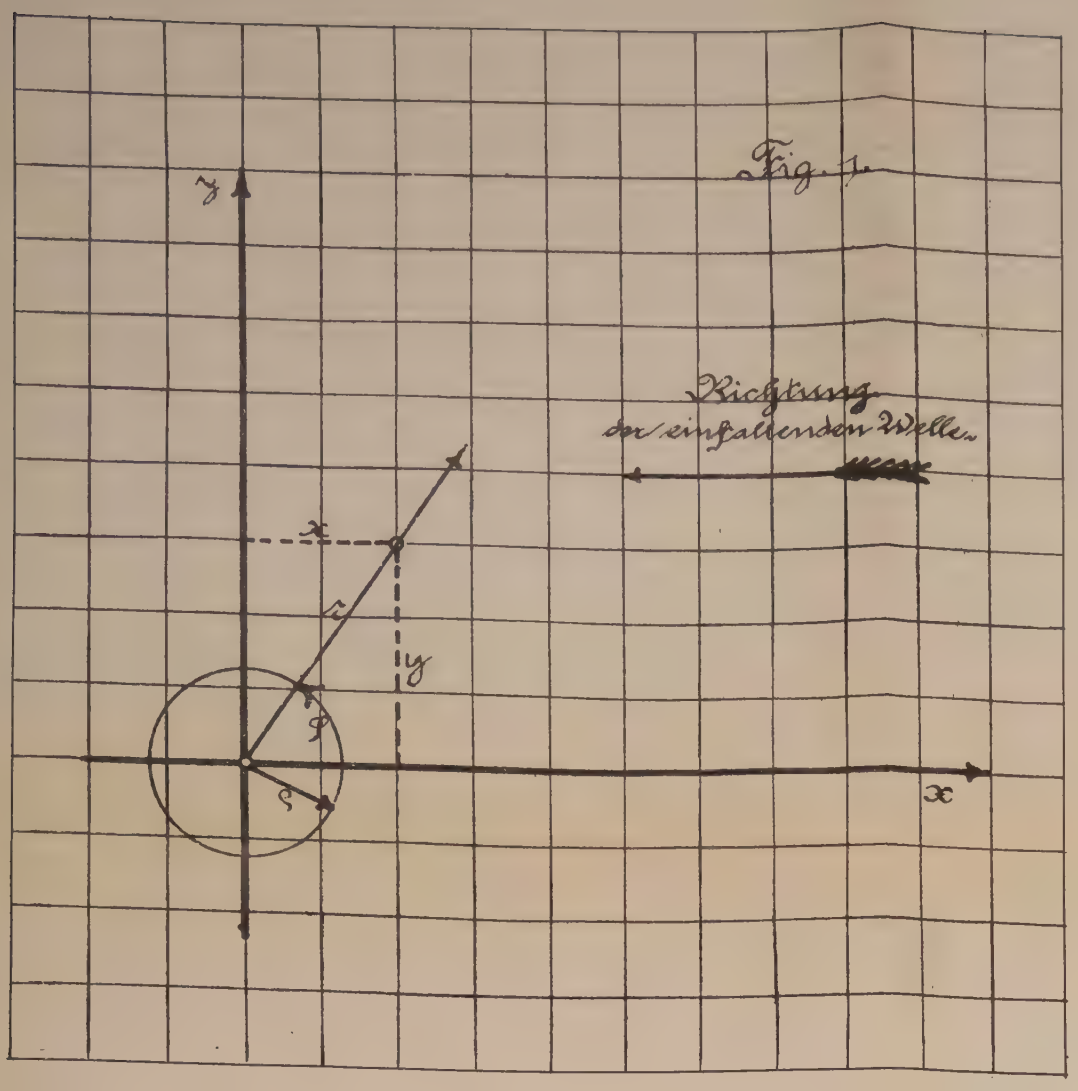


Fig. 2.

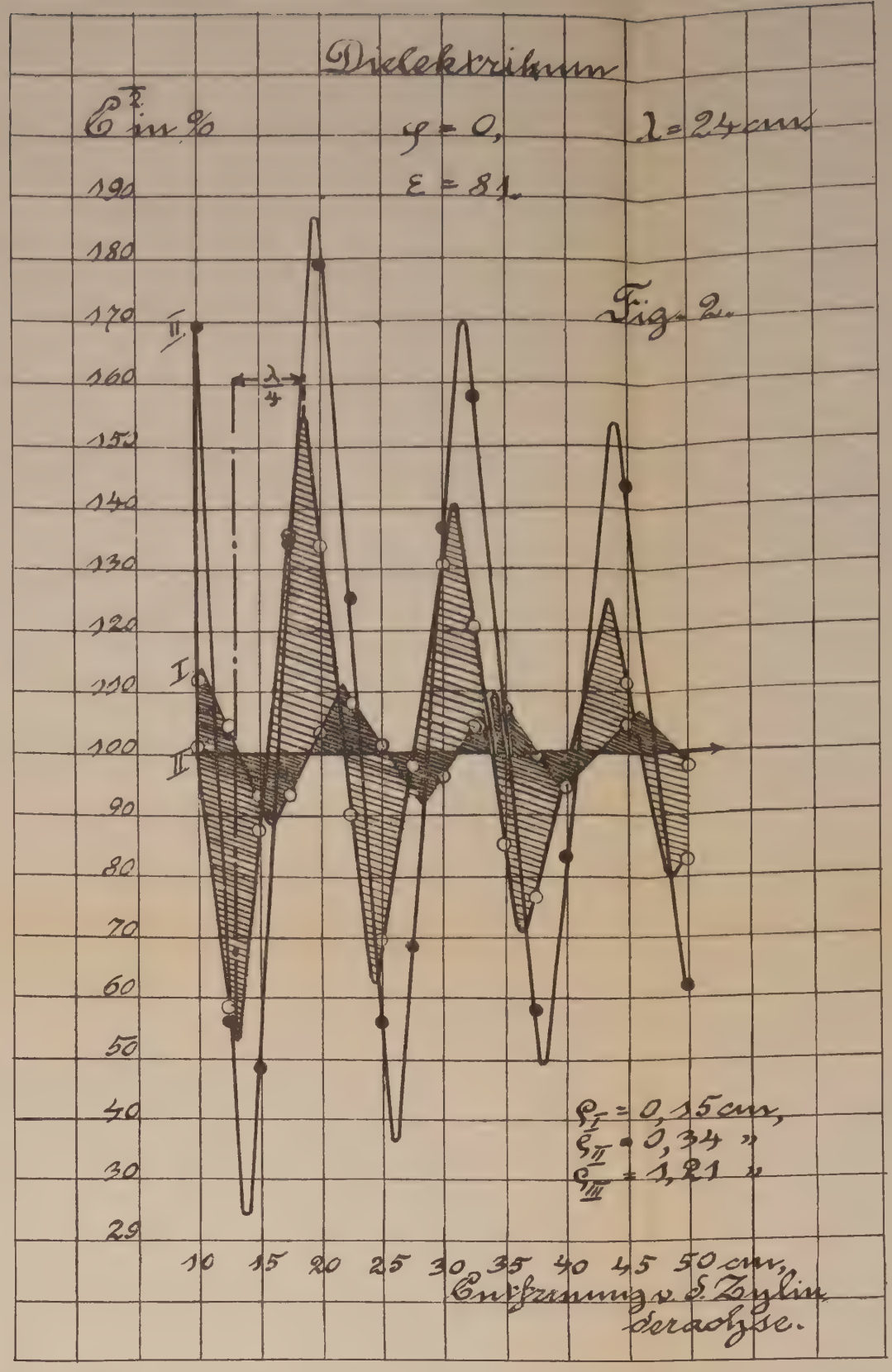
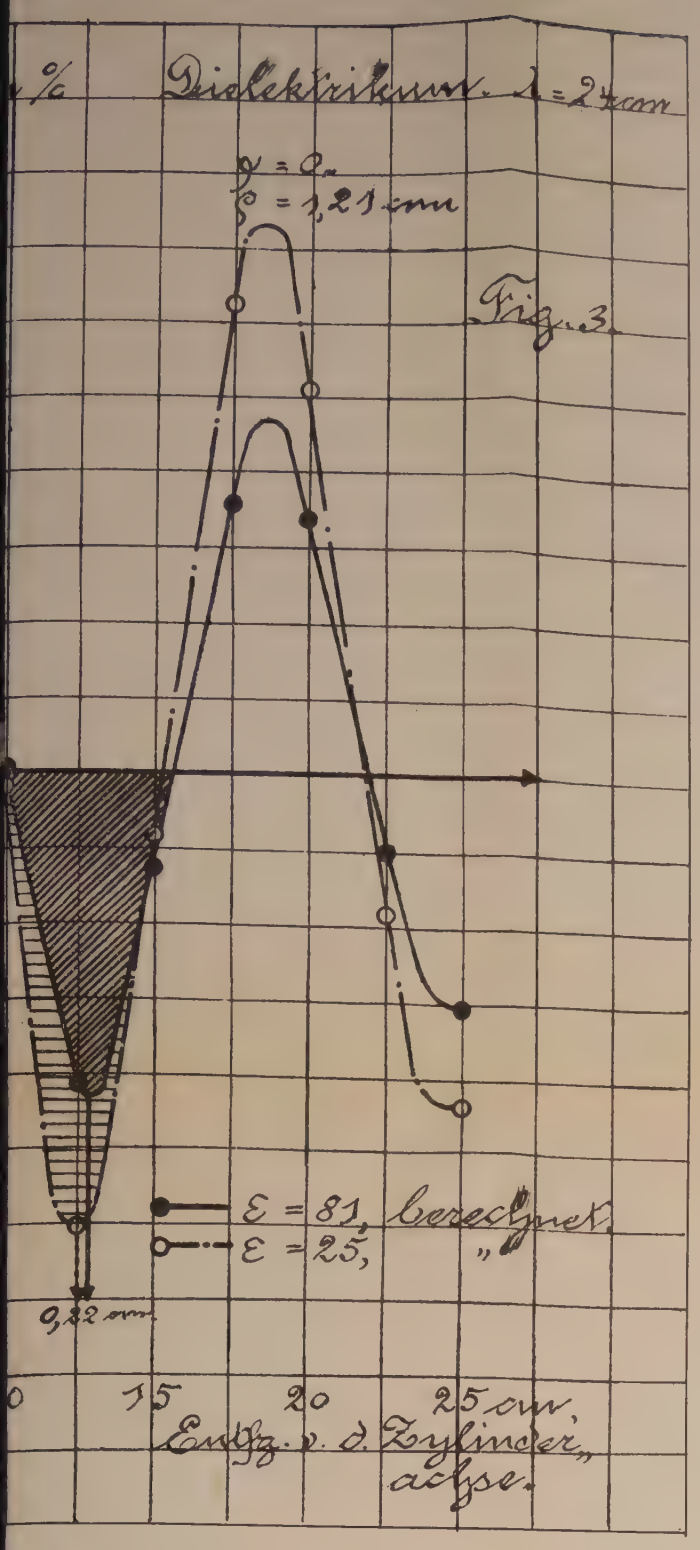
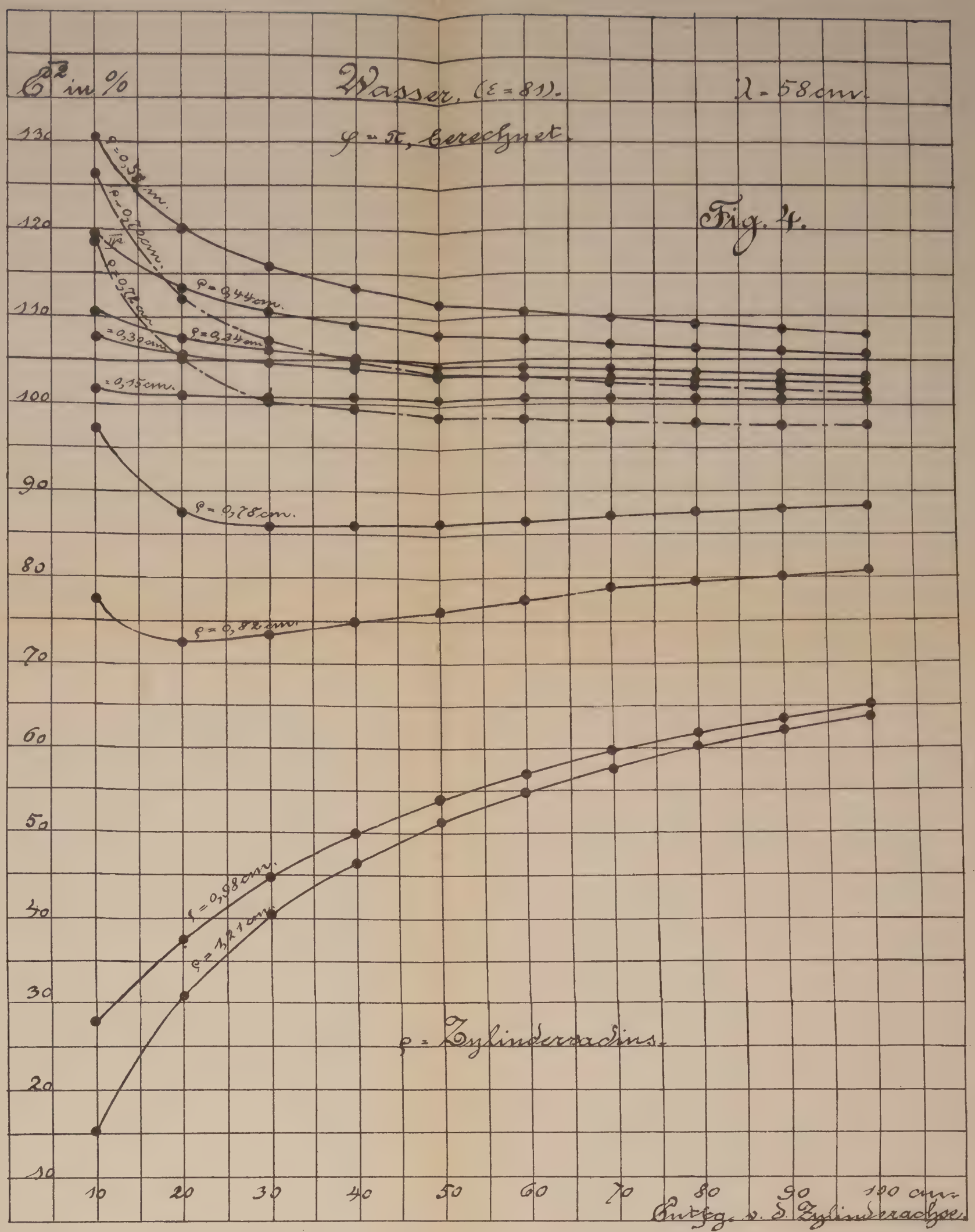
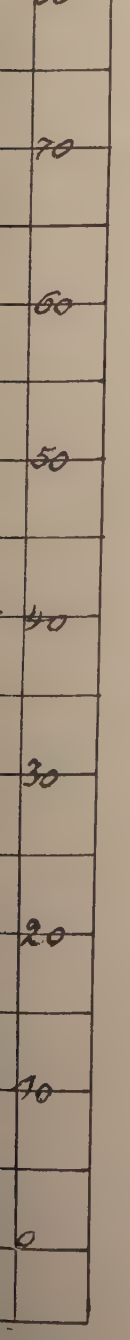
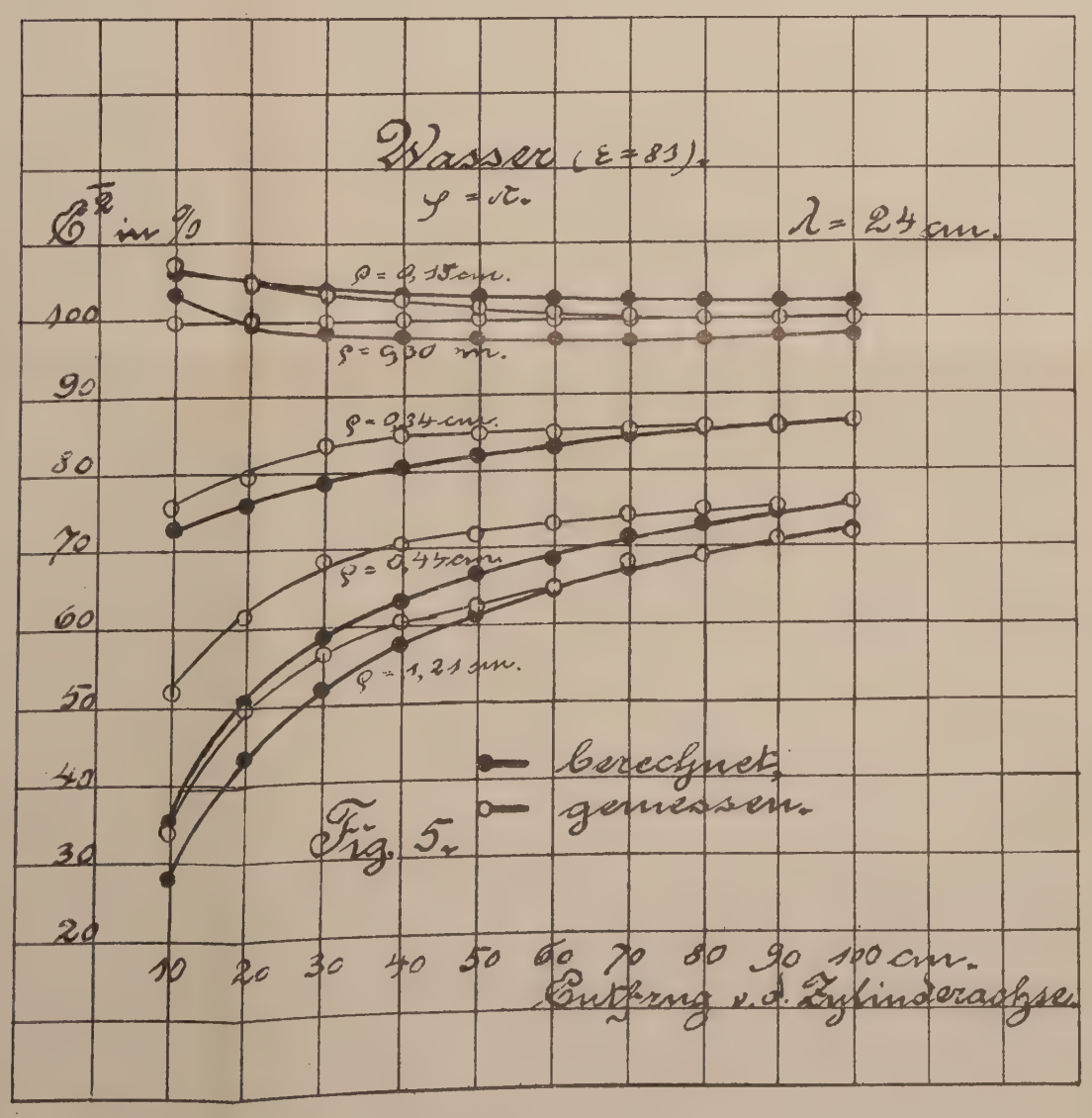


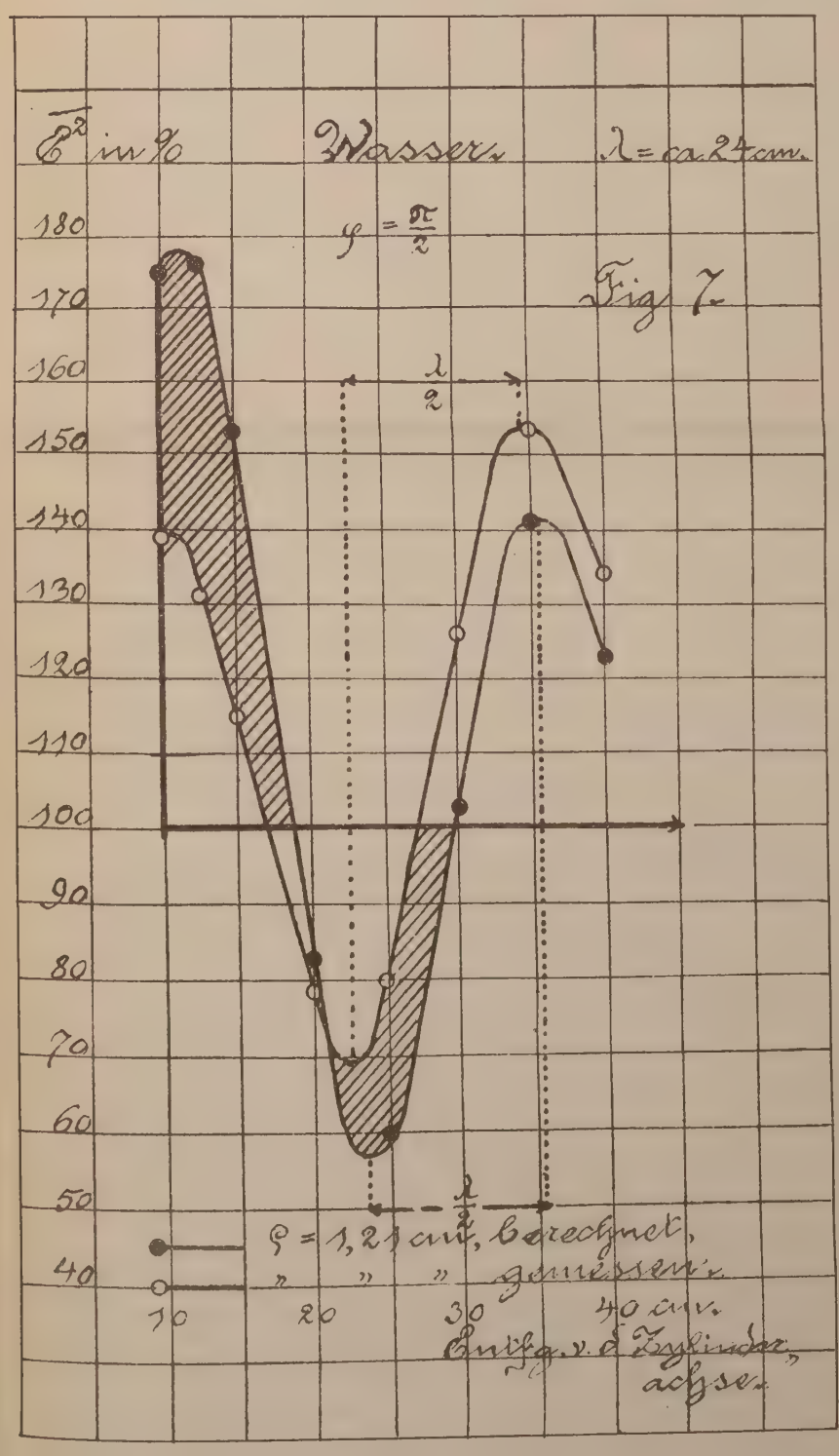
Fig. 6.


% Dielektrikum. λ = 24 cm
φ = π
ρ = 1,21 cm
Fig. 3.
ε = 81, berechnet.
ε = 25, „
9,82 cm.
0
15
20
25 cm.
Entfg. v. d. Zylinder-achse.


$\bar{E}^2$ in %
Wasser. (ε = 81).
λ = 58 cm.
φ = π, berechnet.
Fig. 4.
ρ = 0,39 cm.
ρ = 0,29 cm.
ρ = 0,44 cm.
ρ = 0,34 cm.
ρ = 0,30 cm.
ρ = 0,15 cm.
ρ = 0,78 cm.
ρ = 0,82 cm.
ρ = 0,98 cm.
ρ = 1,21 cm.
ρ = Zylinderradius.
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100 cm.
Entfg. v. d. Zylinderachse.


150
140
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0


Wasser (ε = 81).
φ = π.
$\bar{E}^2$ in %
λ = 24 cm.
ρ = 0,15 cm.
ρ = 0,30 cm.
ρ = 0,34 cm.
ρ = 0,44 cm.
ρ = 1,21 cm.
Fig. 5.
berechnet,
gemessen.
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100 cm.
Entfernung v. d. Zylinderachse.


$\bar{E}^2$ in %
Wasser.
λ = ca. 24 cm.
φ = π/2
Fig. 7.
λ/2
180
170
160
150
140
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
ρ = 1,21 cm, berechnet,
„ „ „ gemessen.
10
20
30
40 cm.
Entfg. v. d. Zylinder-achse.

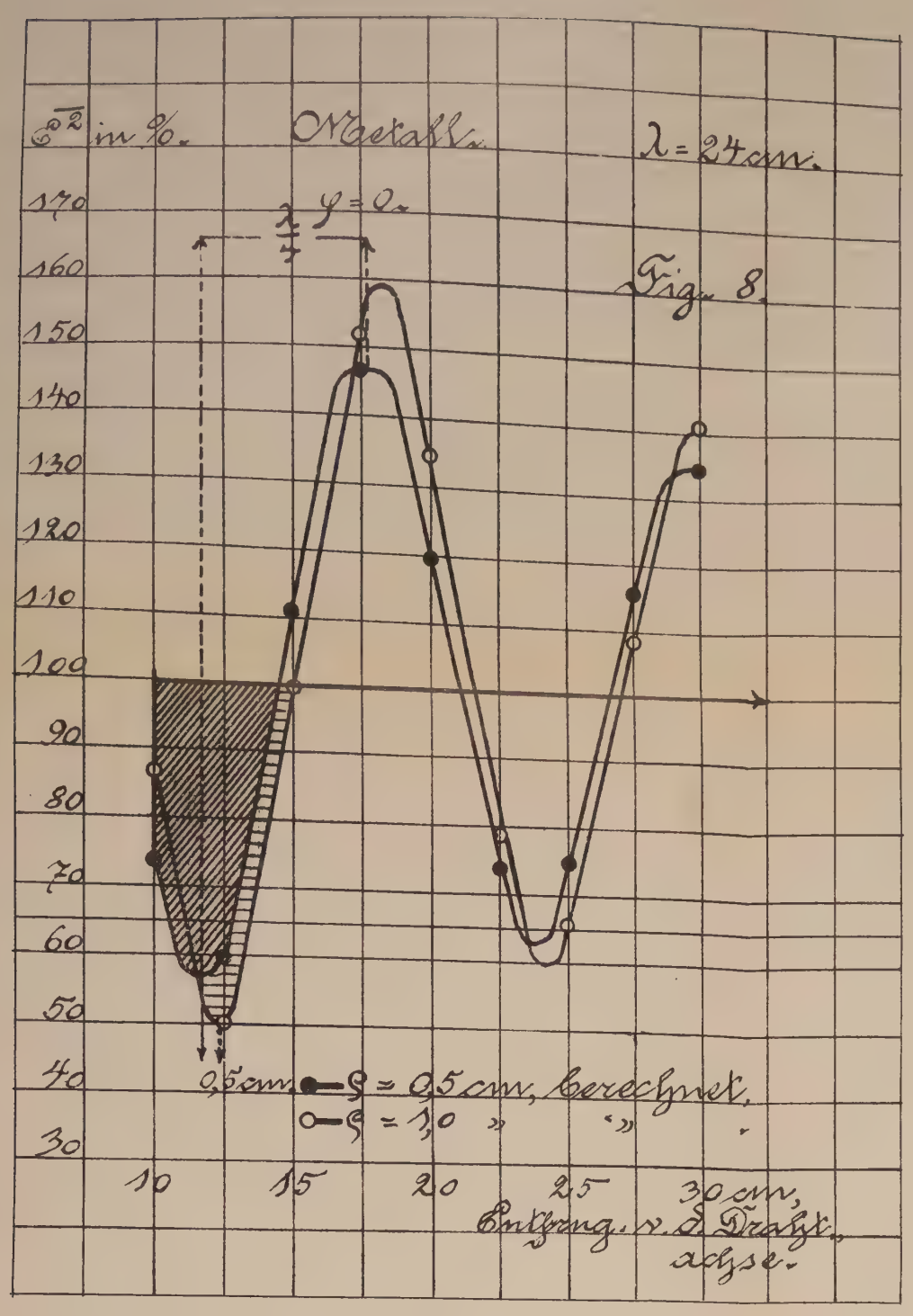
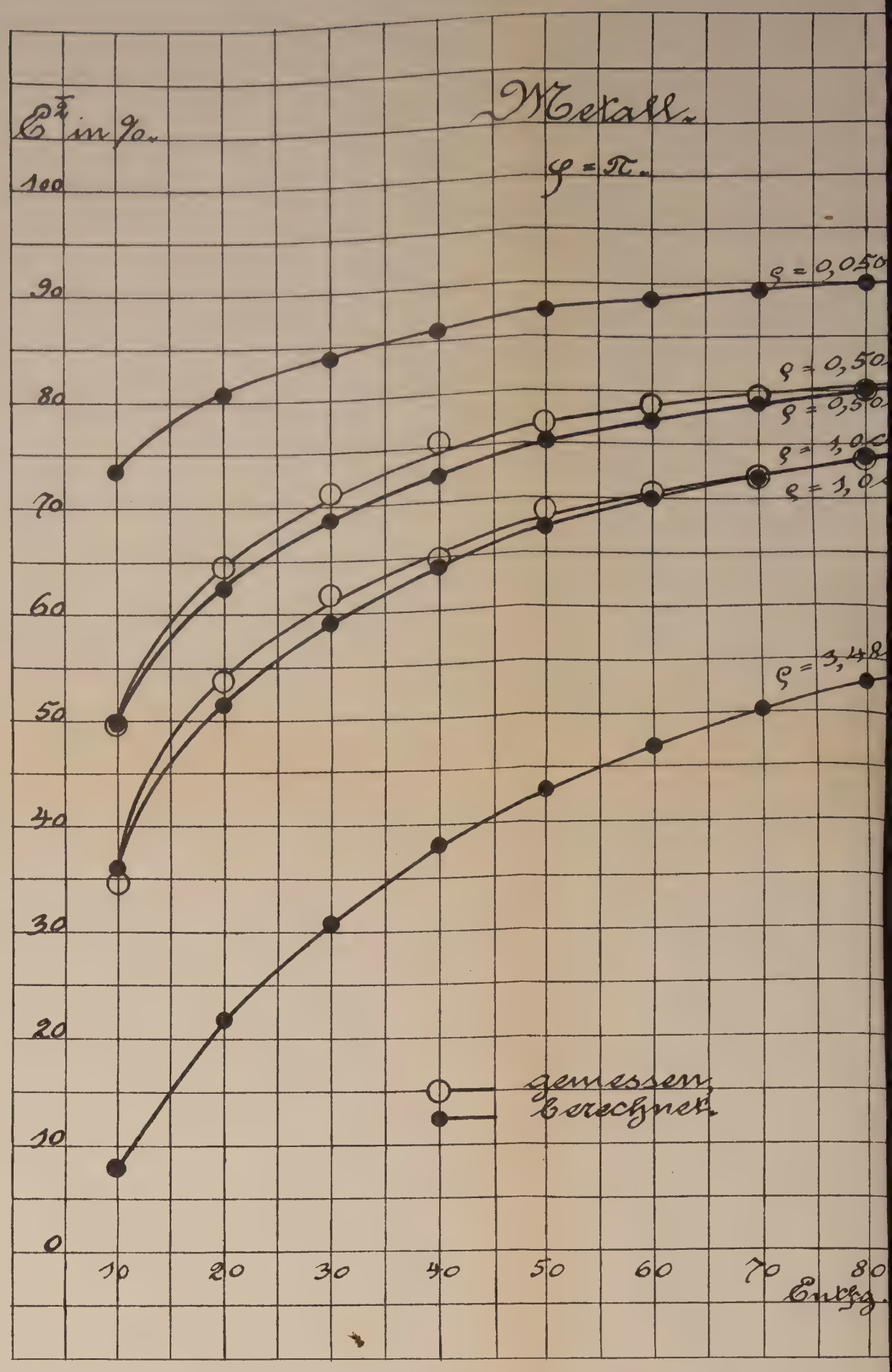

$\bar{\mathfrak{E}}^2$ in %.
Metall.
$\lambda = 24$ cm.
$\varphi = 0$.
$\frac{\lambda}{2}$
0,5 cm.
φ = 0,5 cm, berechnet.
φ = 1,0 " "
Entfernung v. d. Drahtachse.

Fig. 8.


$\bar{\mathfrak{E}}^2$ in %.
Metall.
$\varphi = \pi$.
φ = 0,050
φ = 0,50
φ = 0,50
φ = 1,0
φ = 1,0
φ = 3,48
gemessen
berechnet
Entfg.

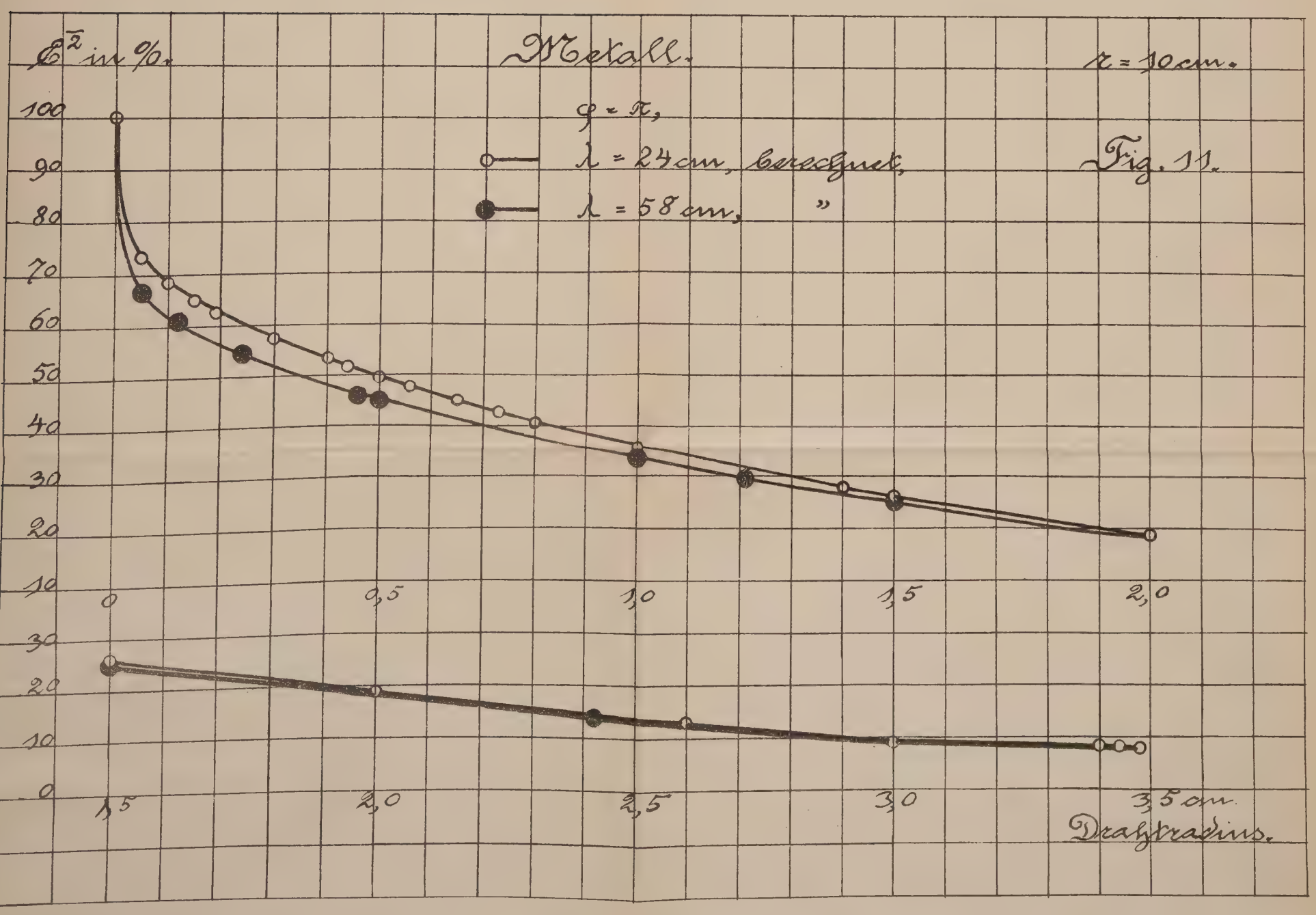
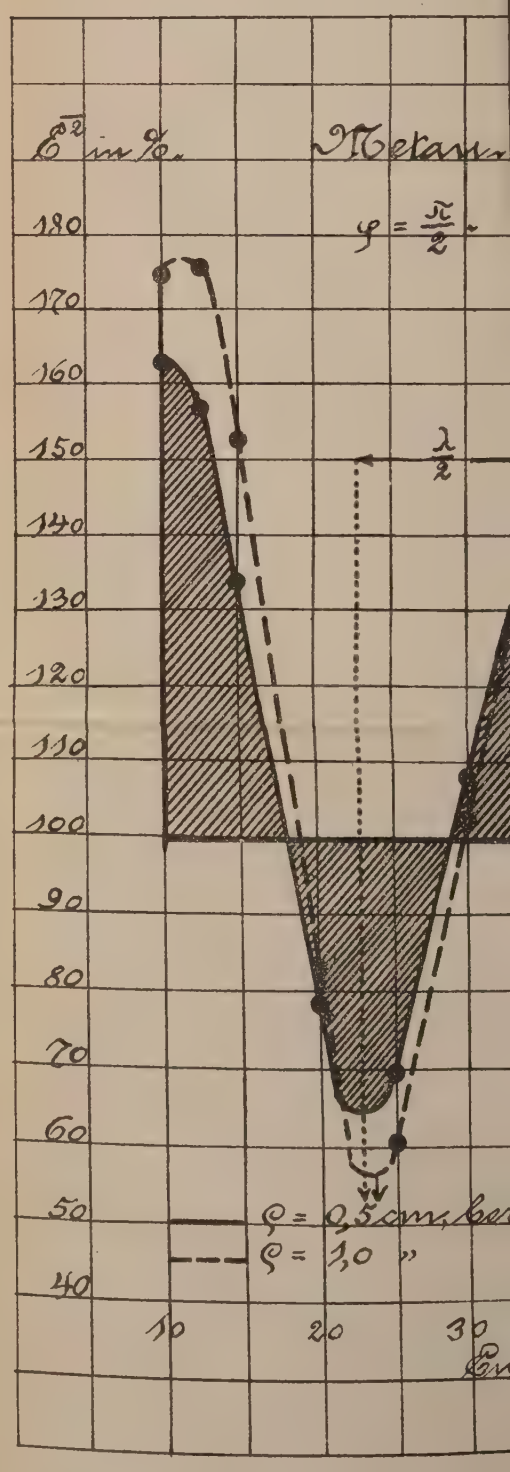

$\bar{\mathfrak{E}}^2$ in %.
Metall.
$\varphi = \pi$,
λ = 24 cm, berechnet,
λ = 58 cm, "
r = 10 cm.
0
0,5
1,0
1,5
2,0
1,5
2,0
2,5
3,0
3,5 cm.
Drahtradius.

Fig. 11.


$\bar{\mathfrak{E}}^2$ in %.
Metall.
$\varphi = \frac{\pi}{2}$.
$\frac{\lambda}{2}$
φ = 0,5 cm, ber
φ = 1,0 "
Ent

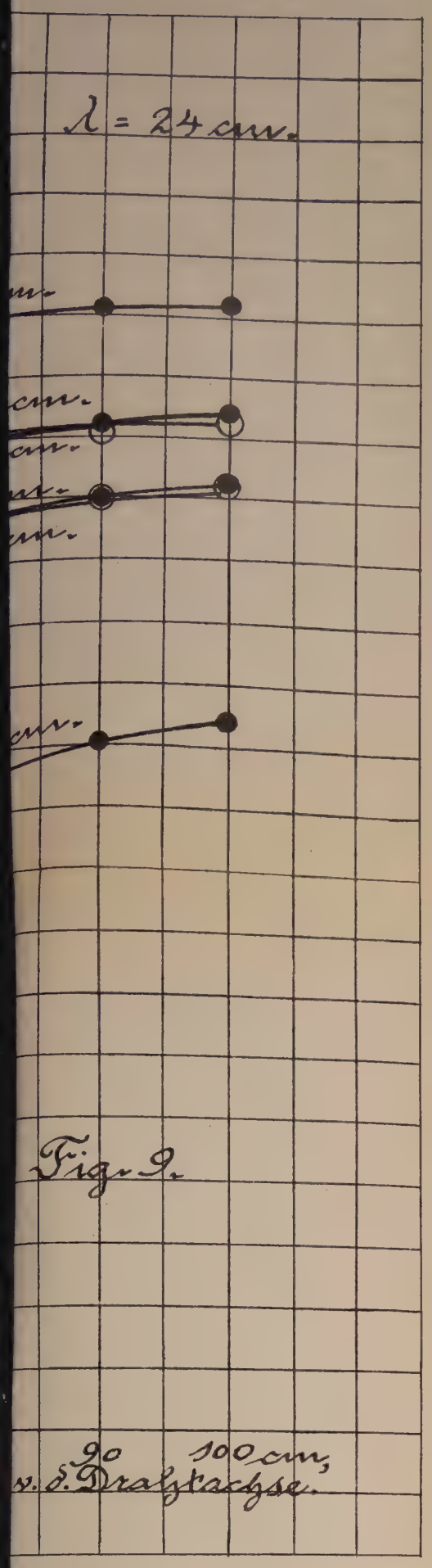


Fig. 9.

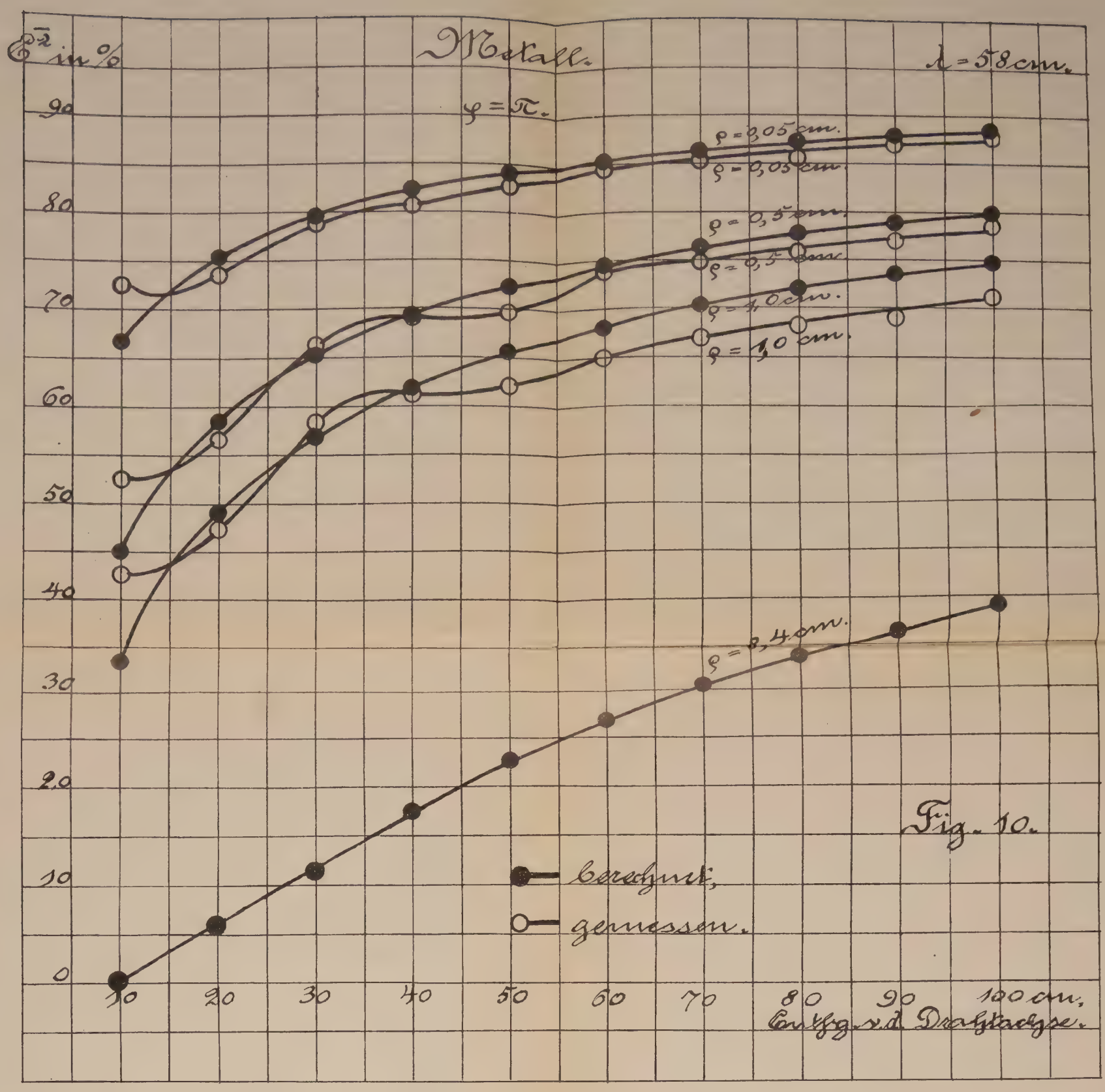


Fig. 10.

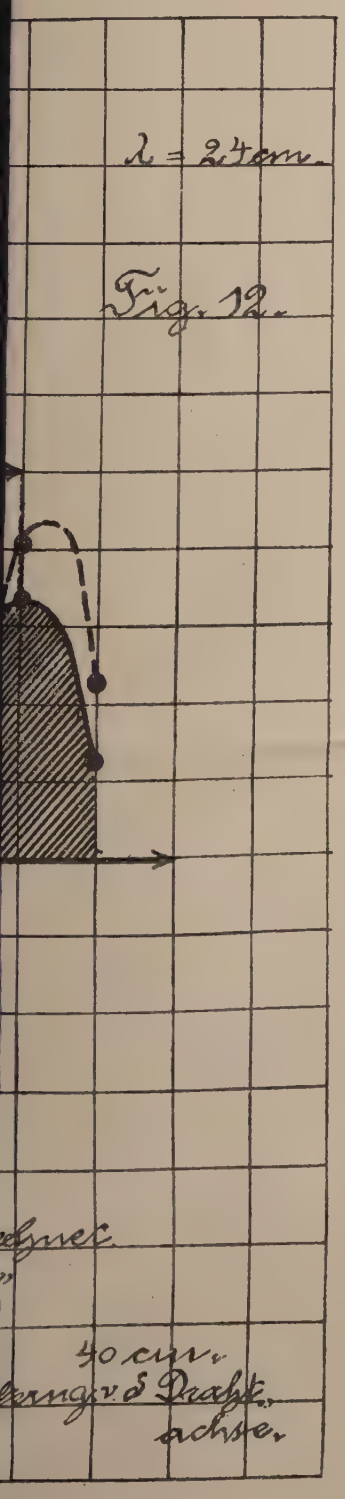
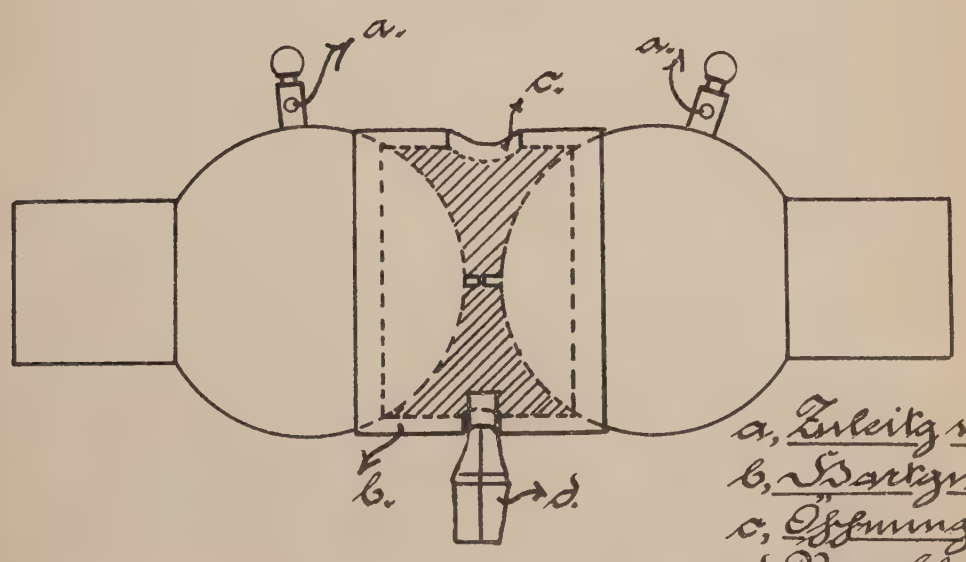


Fig. 12.

Erreger.



a, Zuleitg. v. Induct.
b, Hartgummiring,
c, Öffnung z. Einfüllen,
d, Verschlussklappen.

Fig. 13.

Parabolspiegel.

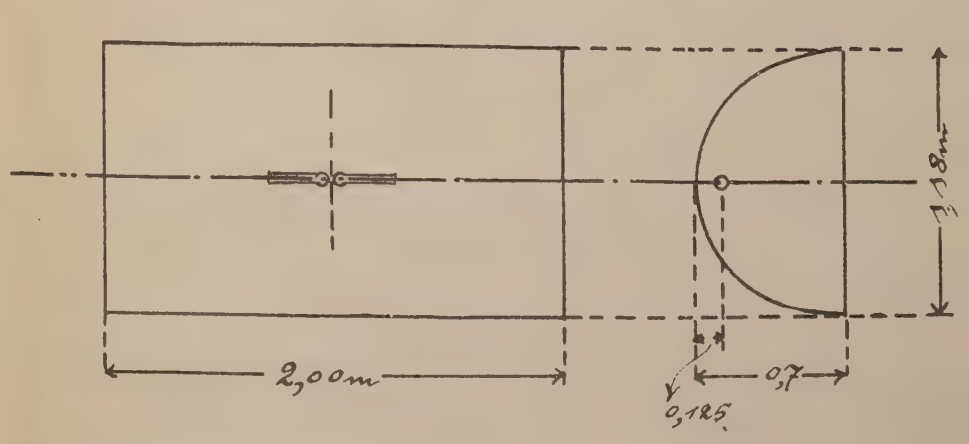
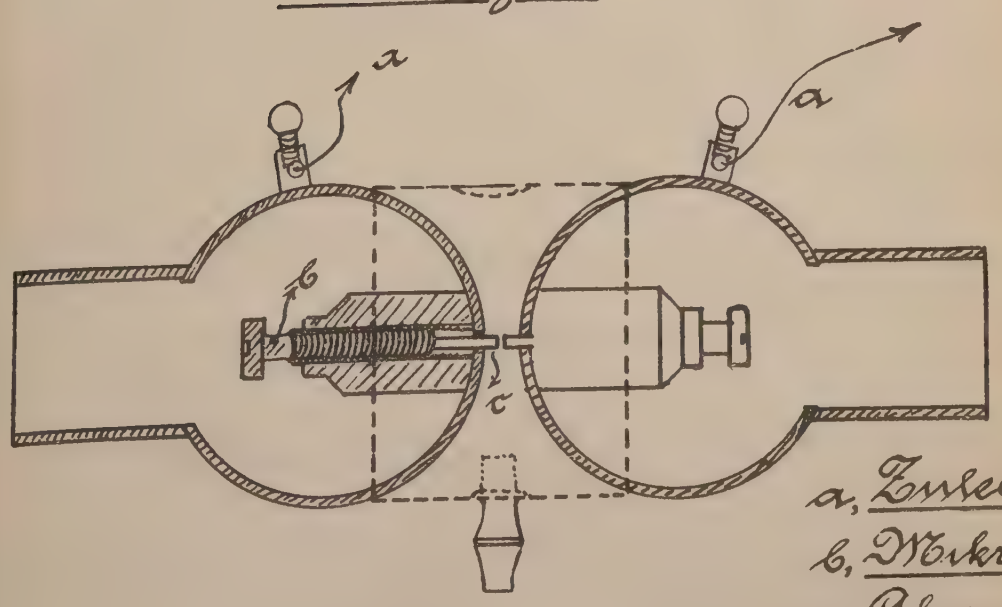


Fig. 15.

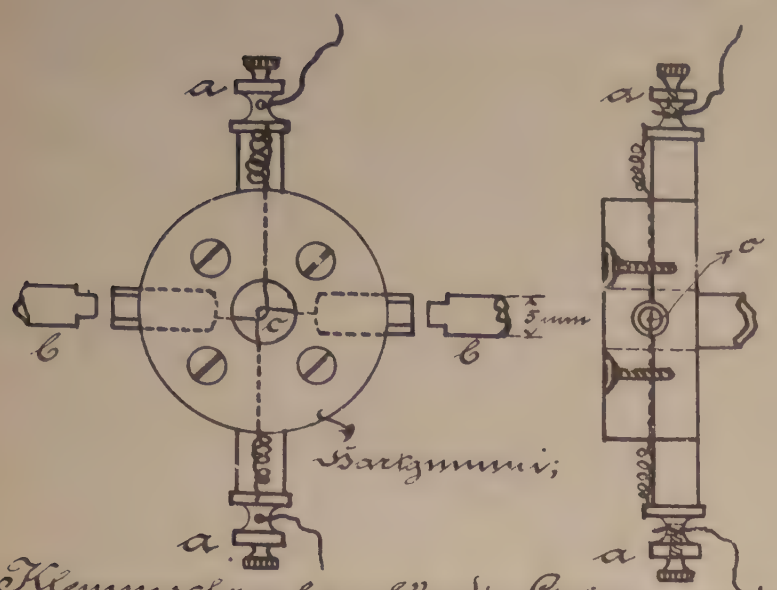
Erreger



a, Zuleitg. v. Indct.
b, Mikrometerschrauben,
c, Aluminiumstifte.

Fig. 14.

Thermoelement.



a, Klemmschrauben für die Galvanometerleitung.
b, Verlängerungsstifte.
c, Lötstelle.

Fig. 16.

Aufbau.

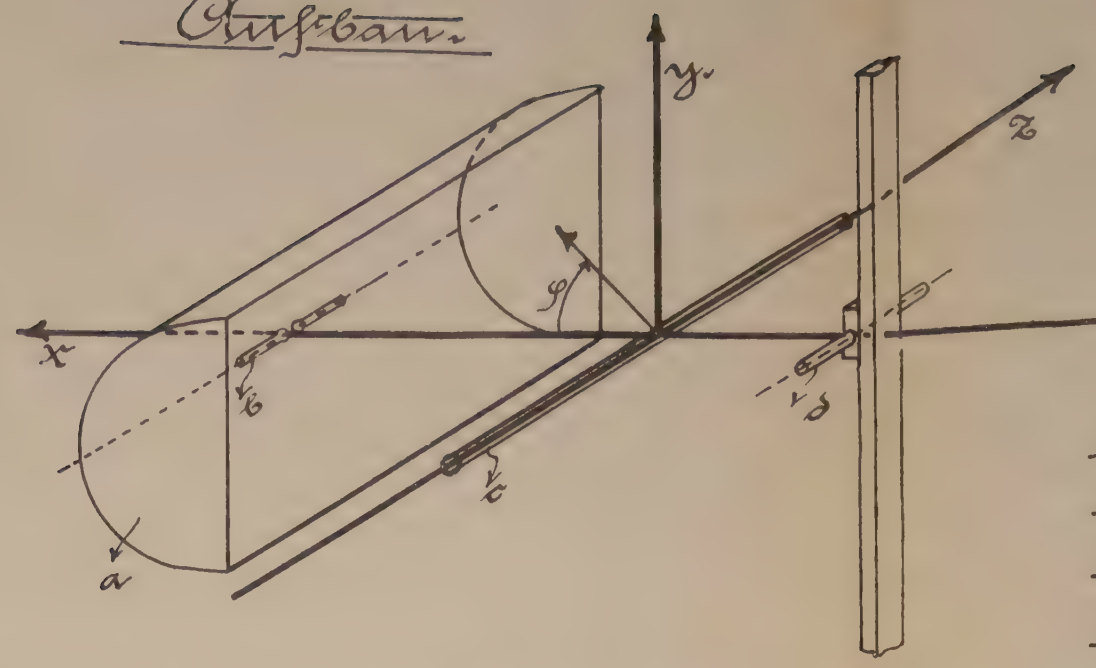


Fig. 17.

a, Spiegel.
b, Erreger.
c, Zylinder.
d, Thermoele

Aufbau. Seitenansicht.

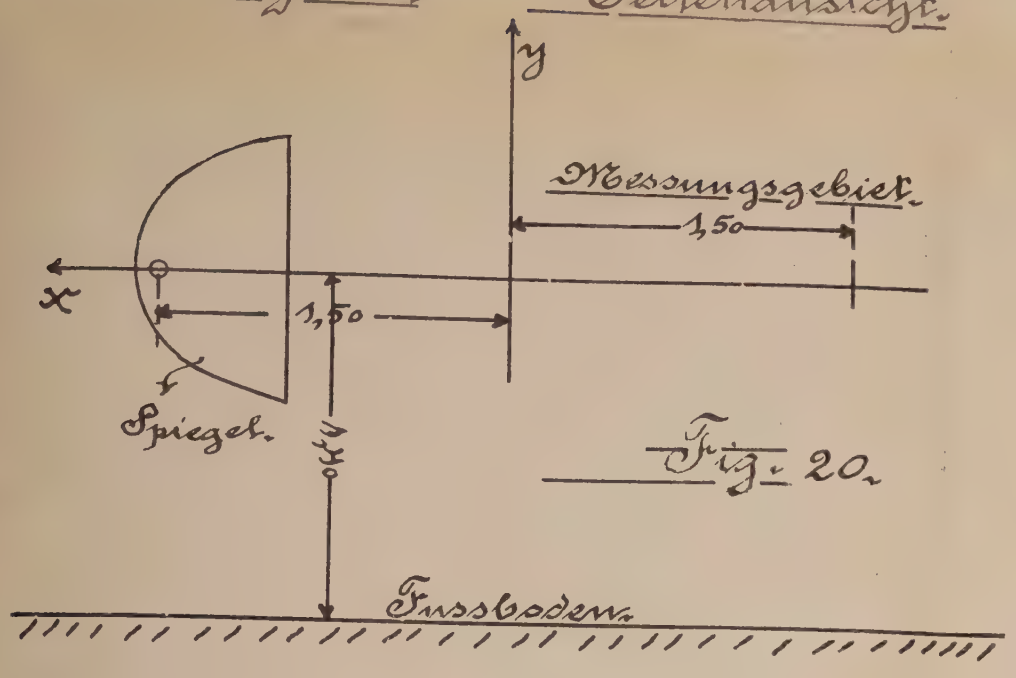


Fig. 20.

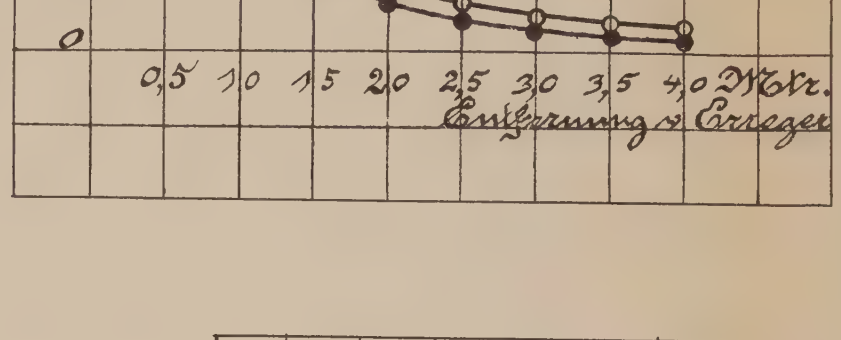
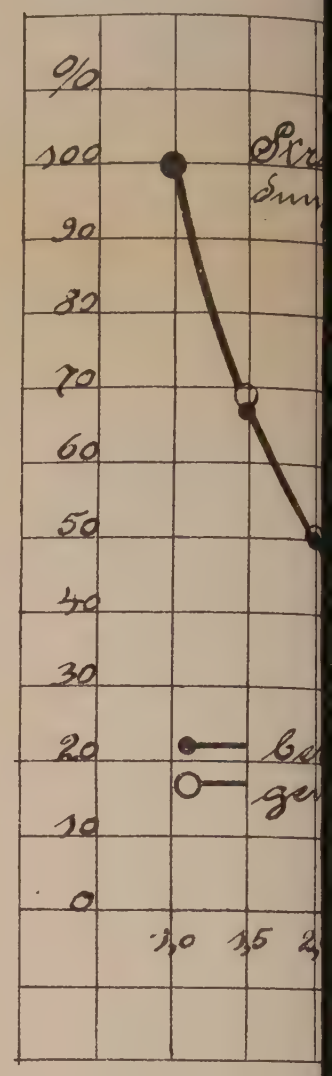


Fig. 21.



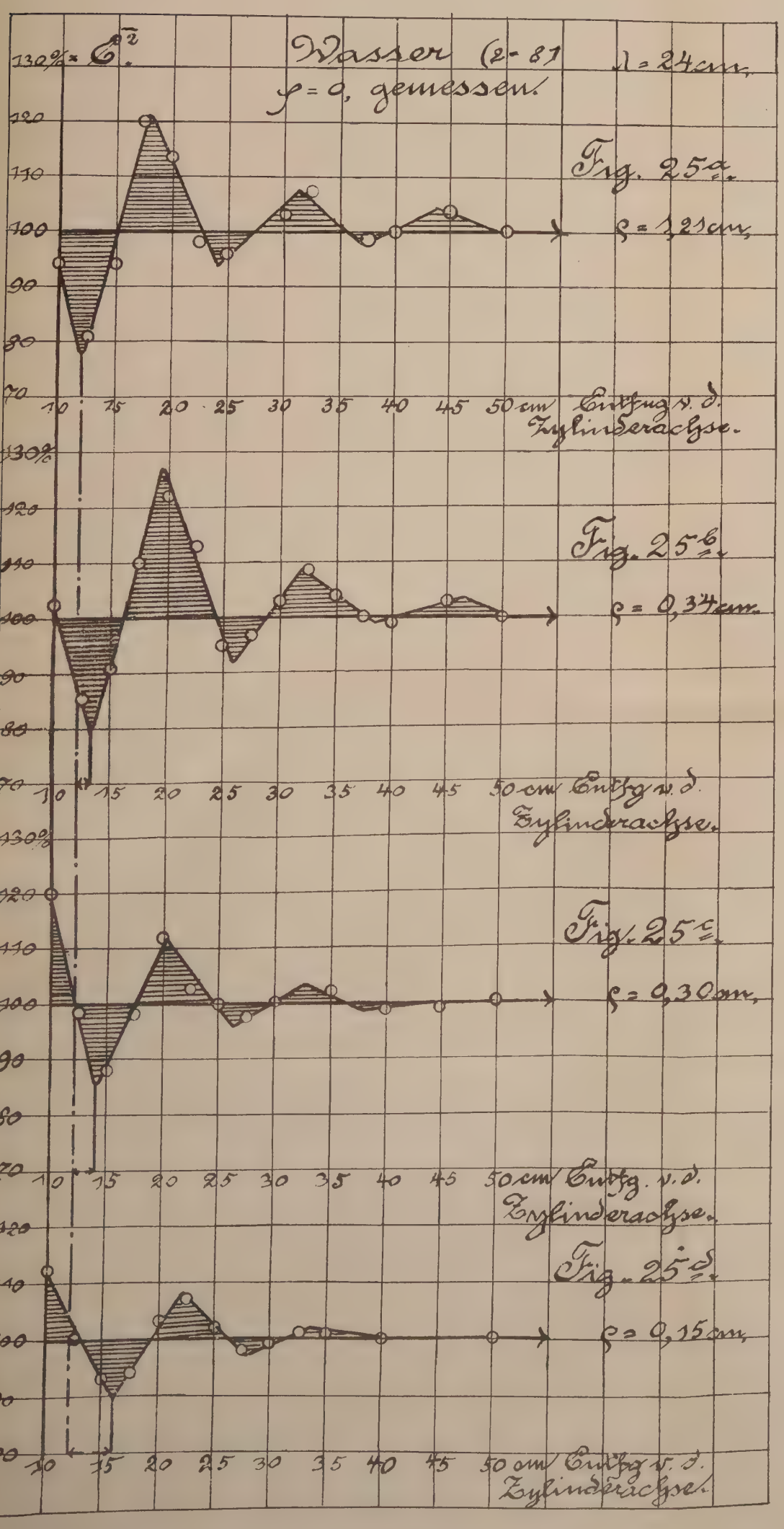


Fig. 25a.

ρ = 1,21cm.

Fig. 25b.

ρ = 0,34cm.

Fig. 25c.

ρ = 0,30cm.

Fig. 25d.

ρ = 0,15cm.

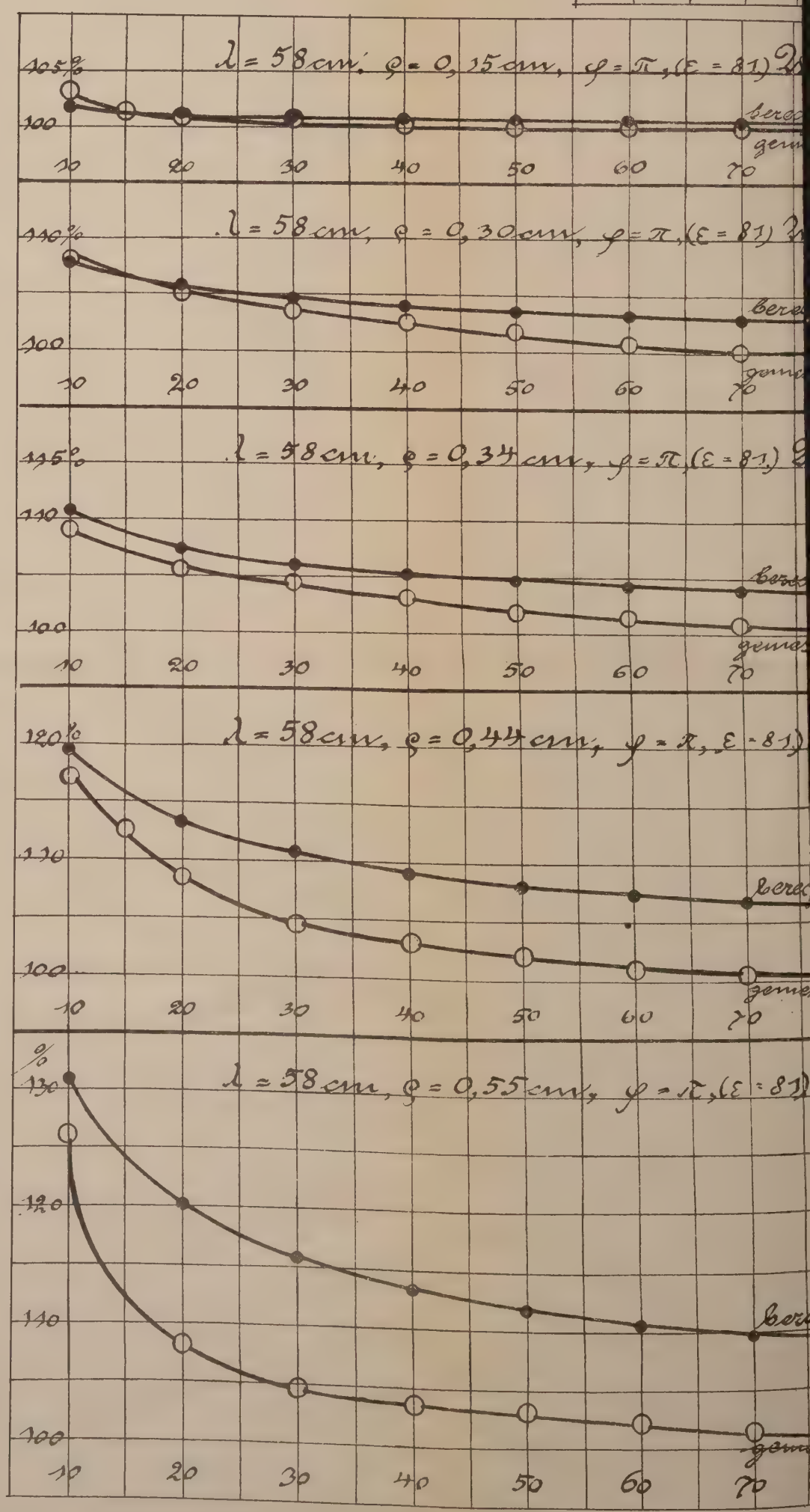


Fig. 25e.

Freie Strahlung.
(Strömung durch die Wand) gemessen.

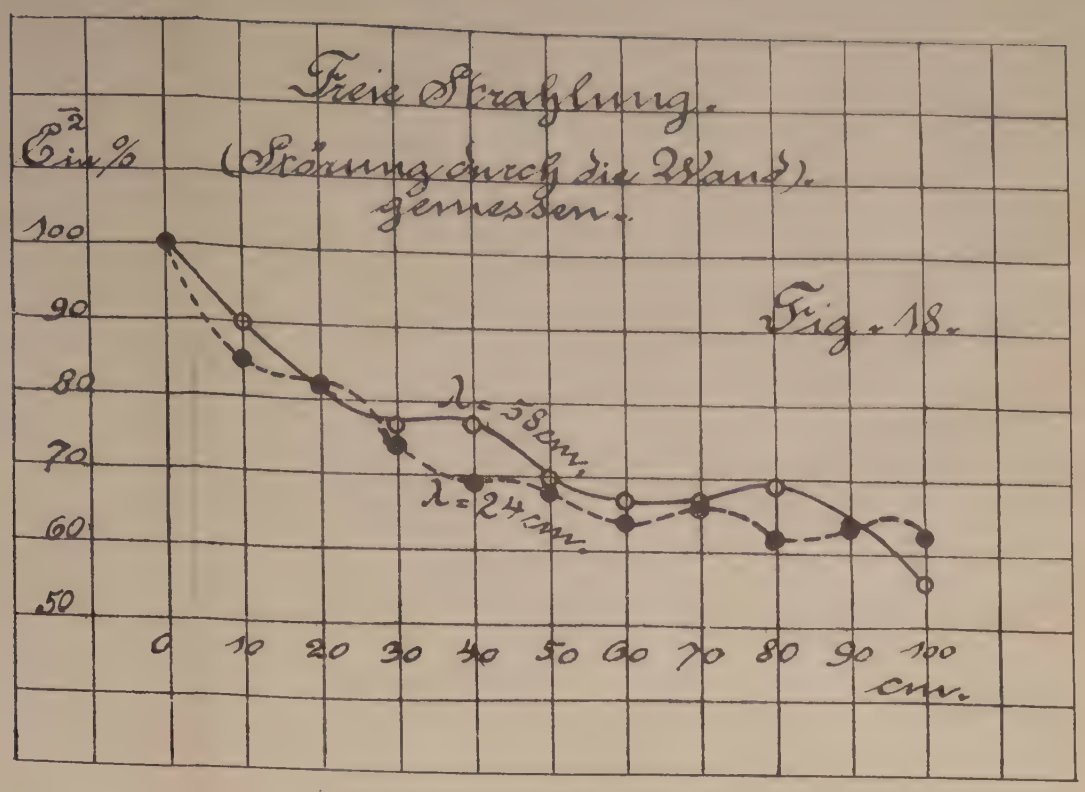
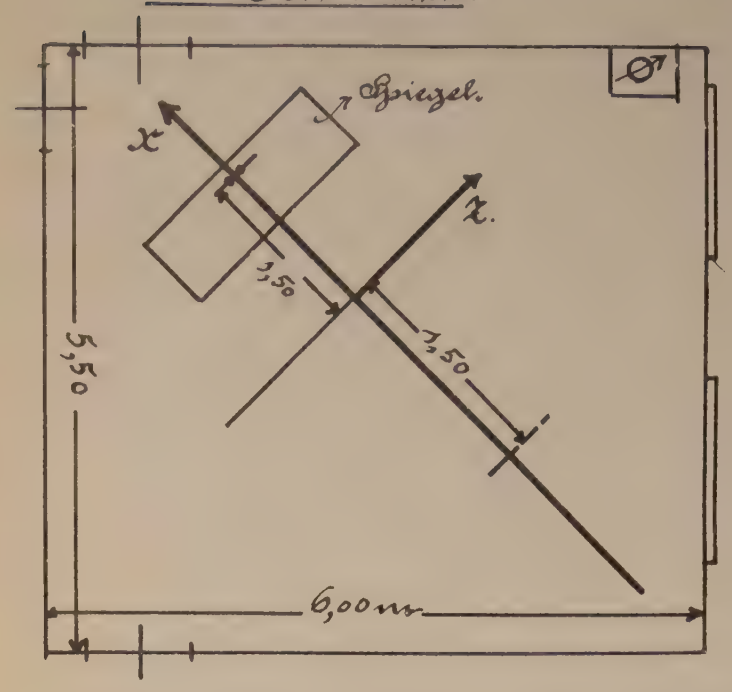


Fig. 18.

Aufstellung im Grundriss.

Fig. 19.



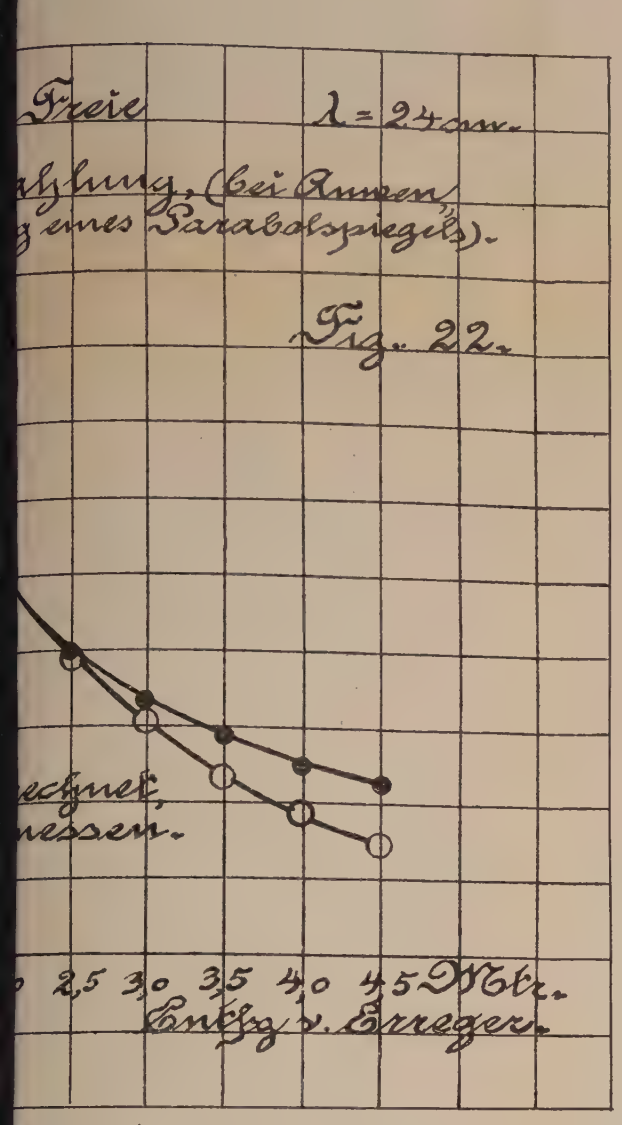


Fig. 22.

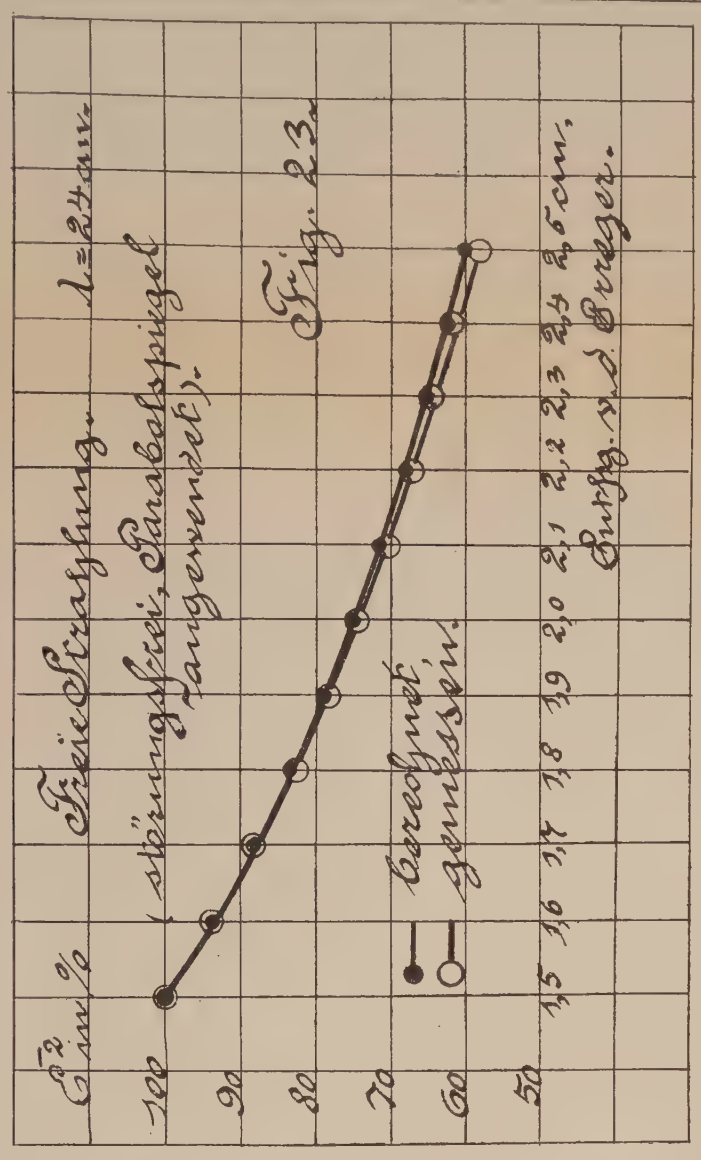


Fig. 23.

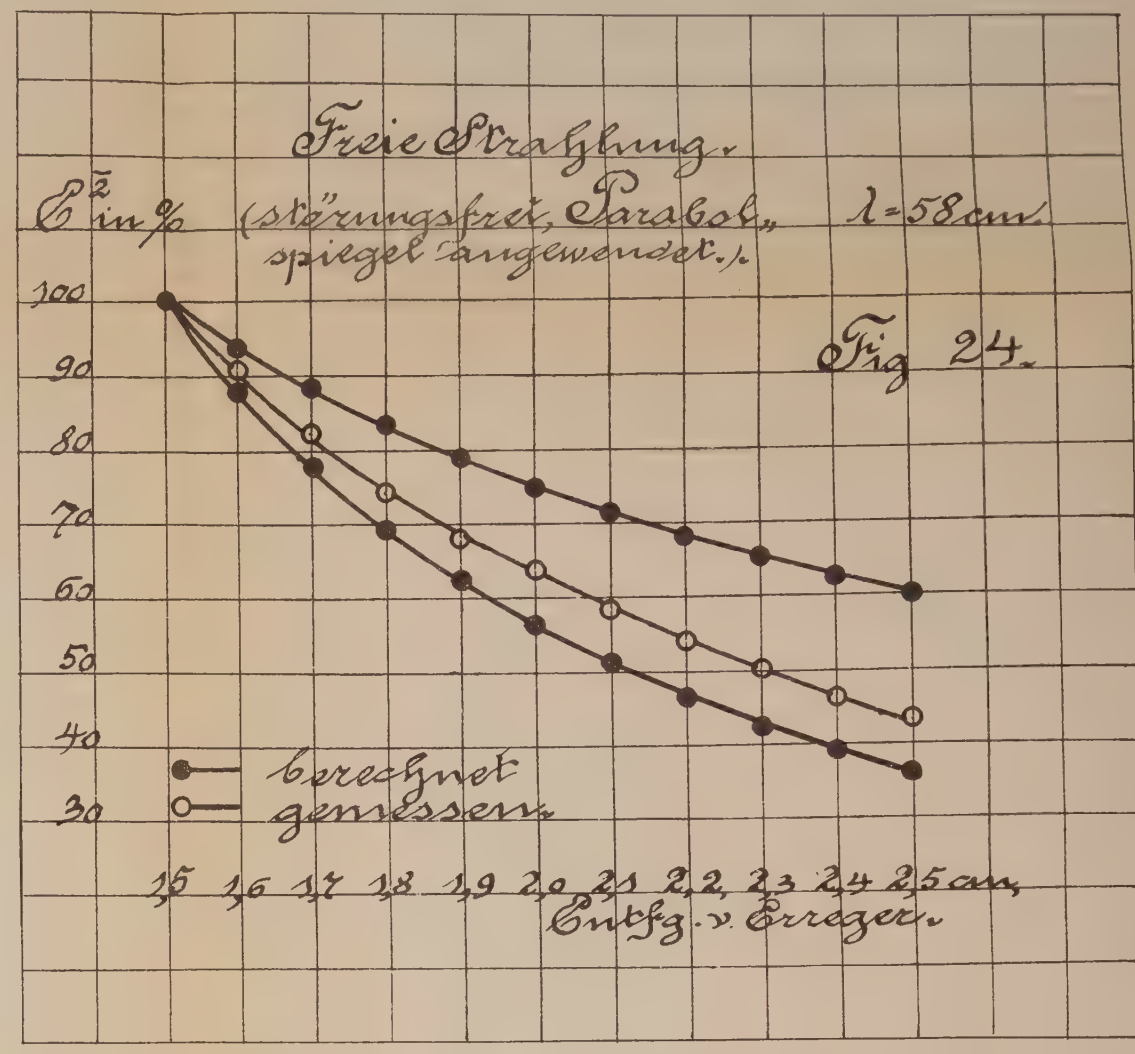
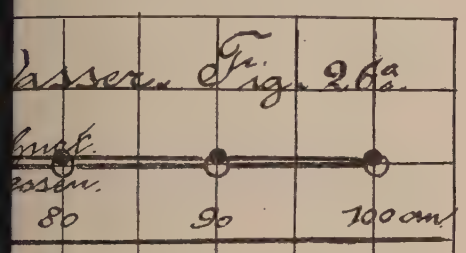
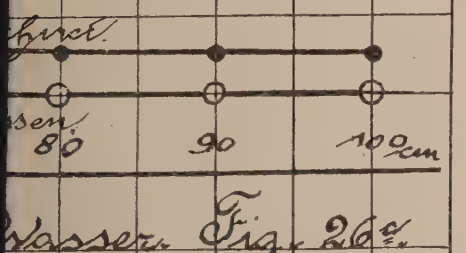


Fig. 24.

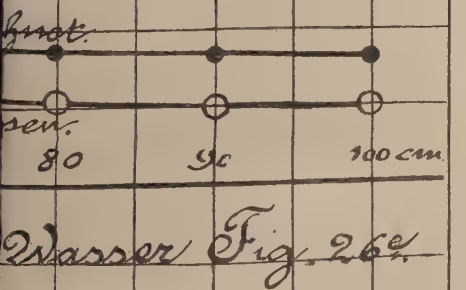
Wasser. Fig. 26a.



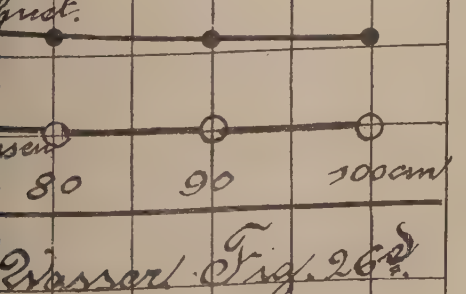
Wasser Fig. 26b.



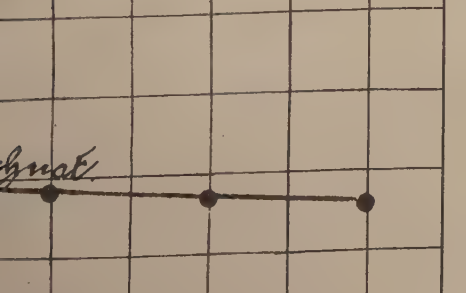
Wasser. Fig. 26c.



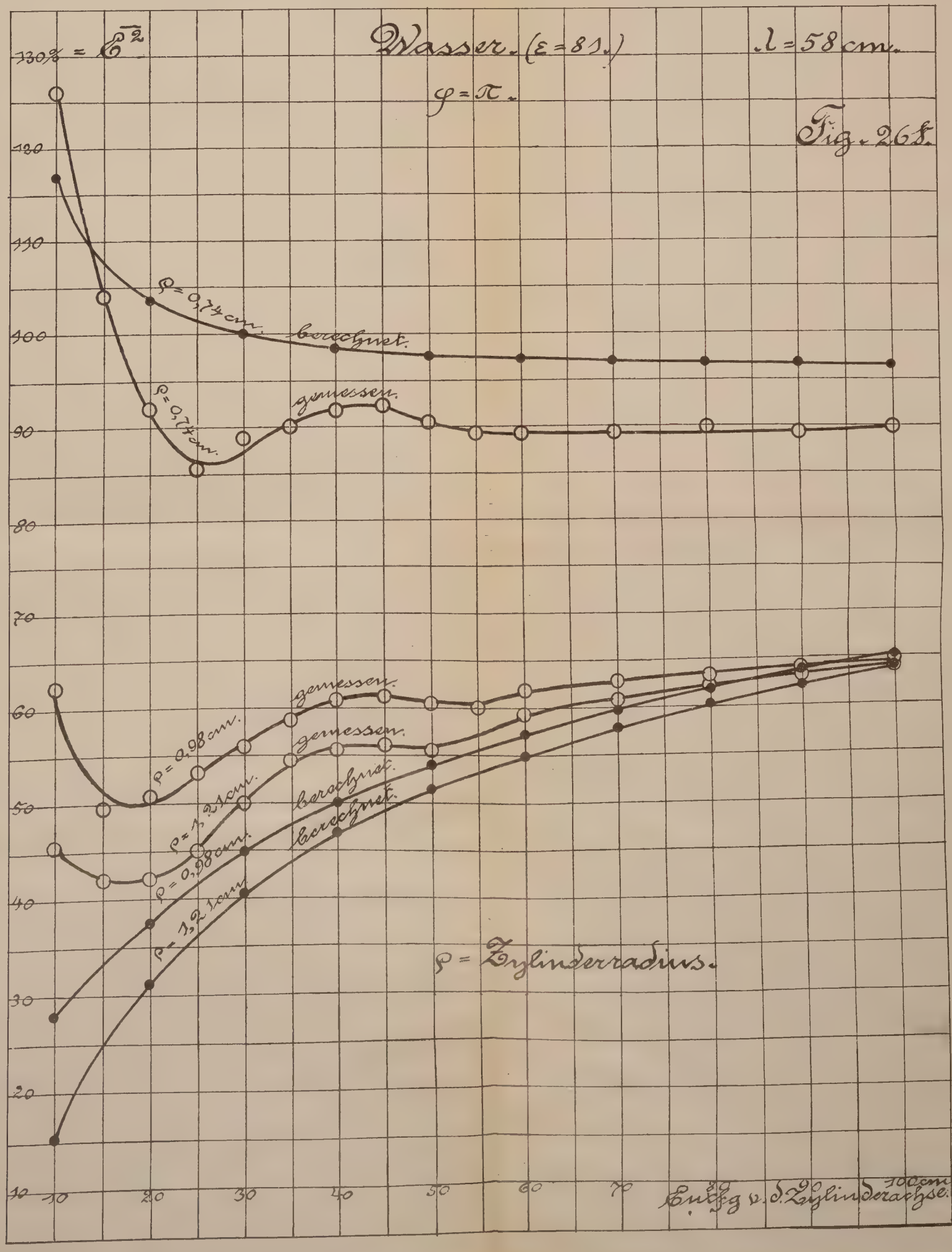
Wasser Fig. 26d.



Wasser Fig. 26e.



Wasser. (ε = 81.) λ = 58 cm.
φ = π.
Fig. 26f.



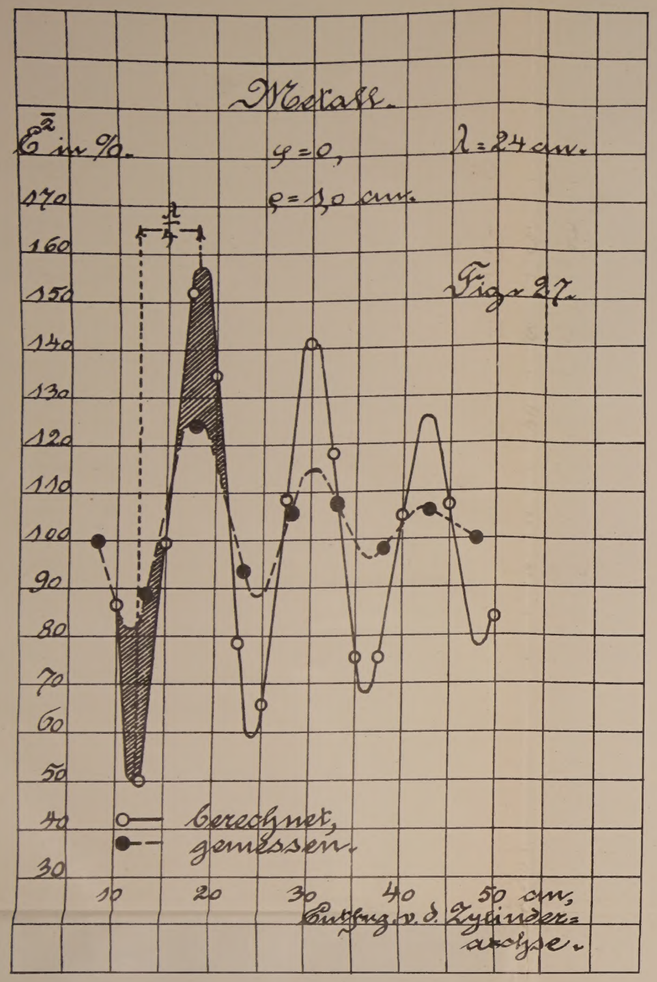


Fig. 27.

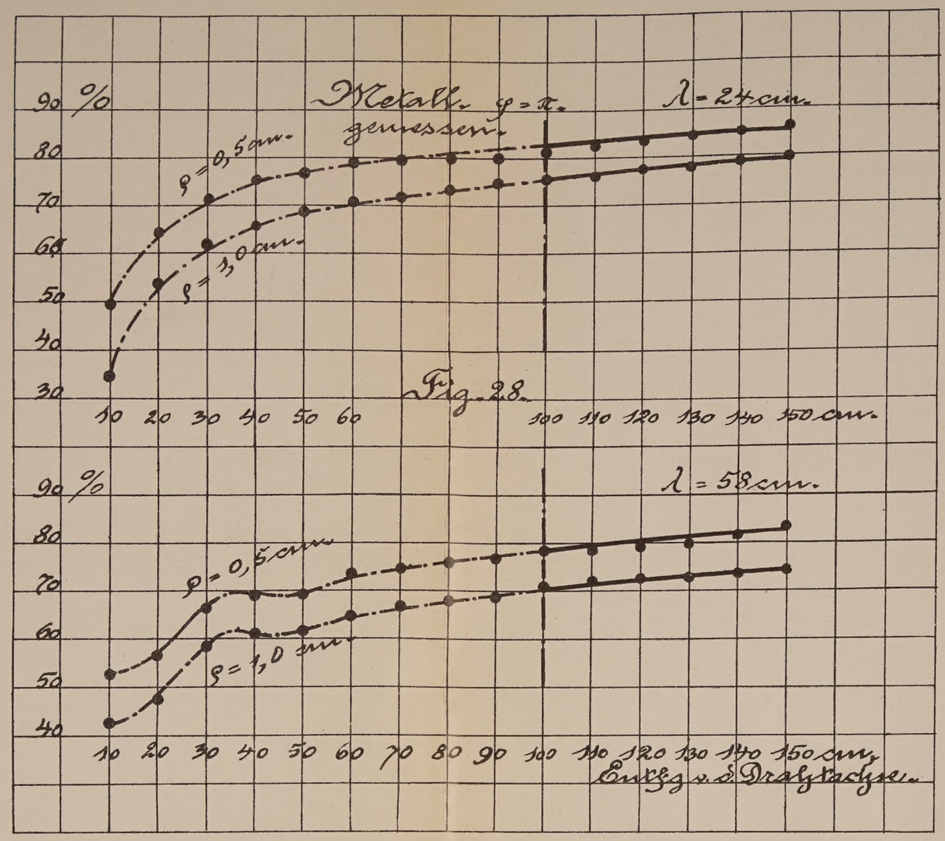


Fig. 28.

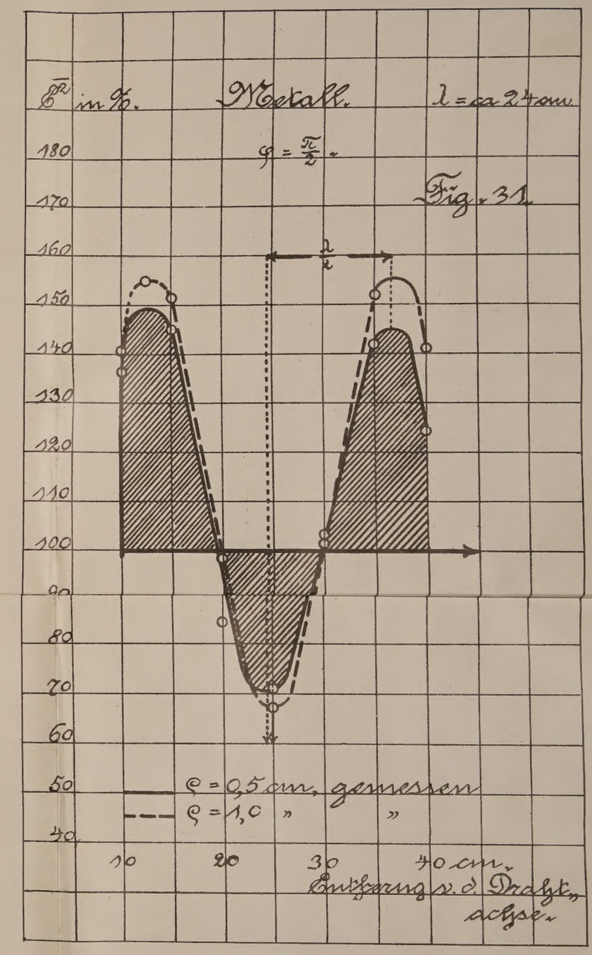


Fig. 31.

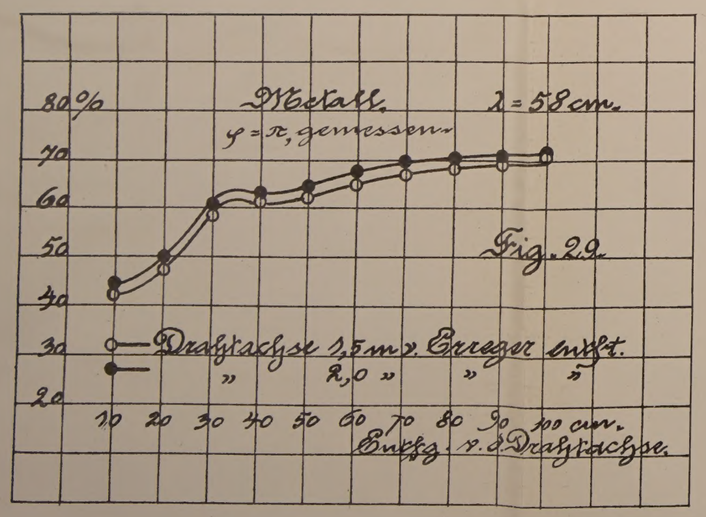


Fig. 29.

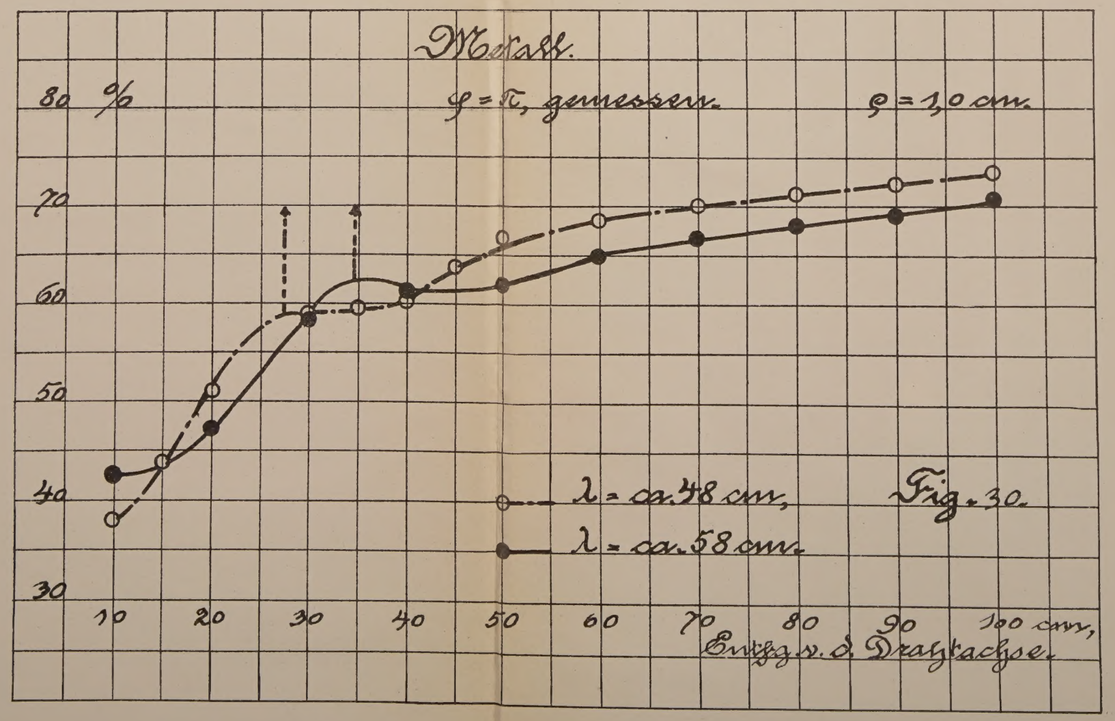


Fig. 30.

Lebenslauf.

Zu Leobschütz in Schlesien wurde ich, Felix Grossmann, als der älteste Sohn des verstorbenen Kaufmanns Carl Grossmann und seiner Ehegattin Agnes geb. Beyer, am 20. Oktober 1875 geboren.

Von Ostern 1882—1889 besuchte ich eine höhere Knabenschule in Berlin bis zur U.-Tertia und dann bis Ostern 1894 das Gymnasium zu Steglitz und das Friedrich-Werdersche Gymnasium zu Berlin bis zur Ober-Sekunda. Darauf war ich von Ostern 1894 bis Oktober 1898 in einem Baugeschäft in Berlin tätig und diente vom 1. Oktober 1898 bis 30. September 1899 als Einjährig-Freiwilliger beim Eisenbahnregiment No. III zu Berlin-Schöneberg. Im Winter 1899/1900 bereitete ich mich im Hentschke'schen Privat-Lehrinstitut in Breslau zur Aufnahme in die Ober-Prima eines Gymnasiums vor, besuchte von Ostern 1900—1901 die Ober-Prima des Königlichen Gymnasiums zu Lauban in Schles. und erhielt dort das Reifezeugnis. Ostern 1901 bezog ich die Universität Breslau und studierte Physik und Mathematik.

Ich habe insbesondere Vorlesungen und Übungen besucht bei folgenden Herren Professoren:

Appel, Baumgartner, Hintze, Hoffmann, Kneser, Landsberg, London, Lummer, O. E. Meyer, Jul. Meyer, Neumann, Pringsheim, Rosanes, Sarrazin, Cl. Schaefer, Stern, Sturm.

Allen meinen hochverehrten Lehrern spreche ich meinen tiefgefühlten Dank aus.